



FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA
Physikalisch-Astronomische Fakultät
Jena, Deutschland

Signaturen massereicher Sterne in Gamma-Ray Burst Afterglows

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHEN
FAKULTÄT der FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

von Diplom-Physiker

ANDREAS ZEH

geboren am 22.10.1976 in
Bietigheim-Bissingen

Gutachter:

1.

2.

3.

Tag der letzten Rigorosumsprüfung:

Tag der öffentlichen Verteidigung:

Zusammenfassung

Gamma-Ray Bursts (GRBs) sind die energiereichsten Explosionen im Universum. Sie werden unterteilt in lange (> 2 Sekunden), spektral weiche sowie kurze (< 2 Sekunden), spektral harte GRBs. Durch die Untersuchung des Nachleuchtens (im Englischen: Afterglow) einer solchen Explosion lassen sich Rückschlüsse auf die Ursachen und die Umgebung der Explosion ziehen. Es wird generell angenommen, dass die langen, weichen GRBs durch den Kollaps eines massereichen Sterns verursacht werden. Dieser Kollaps führt in diesem Modell zu einem Schwarzen Loch stellarer Masse. Allerdings gab es bis zum Beginn dieser Dissertation noch keinen zweifelsfreien Beweis dafür. In der vorliegenden Arbeit werden zum ersten Mal alle bekannten Afterglows von langen GRBs im Optischen und Nahen Infrarot (NIR) bis Ende 2004 systematisch untersucht und die Resultate dargelegt. Die Arbeit beinhaltet 59 GRB-Afterglowlichtkurven in verschiedenen Filtern. Das Ziel dieser Arbeit ist die Verbindung zwischen den langen GRBs und den massereichen Sternen zu bestätigen und die generellen Eigenschaften der GRB-Afterglows und ihren unterliegenden Supernovae (SNe) zu untersuchen. Diese Dissertation führte zu vier Publikationen in renommierten, referierten Journalen (*Astronomy & Astrophysics* und *Astrophysical Journal*) und einigen Publikationen in nicht-referierten Journalen.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einem Überblick über den Stand der Forschung. Darauf folgt eine Beschreibung der Aufbereitung und der Analyse des Datenmaterials. Anschließend werden die Resultate der Kurvenanpassung aller 59 Afterglow-Lichtkurven präsentiert. Die Kurvenanpassungsfunktion setzt sich aus einem einfachen oder gebrochenen Potenzgesetz, der unterliegenden Muttergalaxie und einer Komponente, welche die unterliegende SN beschreibt, zusammen. Letzteres ist ein Modell, welches in verschiedenen Filtern publizierte Lichtkurven von SN 1998bw als Vorlage benutzt. Es werden die 16 am besten beobachteten Afterglow-Lichtkurven ausgewählt, die mit einem gebrochenen Potenzgesetz beschrieben werden können. Mit diesen Ergebnissen wird der Parameterraum der Lichtkurven-Parameter und der physikalischen Eigenschaften, die damit zusammenhängen, untersucht. Im Anschluss daran werden sie mit den theoretischen Modellen verglichen. Zusätzlich wird nach Korrelationen gesucht, die zwischen diesen Parametern und den korrespondierenden Gammastrahlendaten existieren könnten. Außerdem werden die Feinstrukturen der Lichtkurven analysiert.

Im nächsten Kapitel werden die Resultate der systematischen Analyse der Spektralen Energieverteilungen (SEDs) der GRB-Afterglows in den optischen/nah-infraroten Filtern präsentiert. Es wurden verschiedene Staubextinktionsmodelle (Milchstraße, Große Magellansche Wolke, Kleine Magellansche Wolke) verwendet, um eine Kurvenanpassung der beobachteten SEDs durchzuführen. Somit konnte die entsprechende intrinsische Extinktion in der Muttergalaxie der GRBs und der spektraler Helligkeitsabfall deren Afterglows bestimmt werden. Es konnte gefunden werden, dass die optischen Eigenschaften des Staubes in der Umgebung der GRBs denen in der Kleinen Magellanschen Wolke ähneln, mit einer niedrigen Extinktion entlang der Sichtlinie des GRBs. Die Daten ergeben außerdem das Bild, dass das interstellare Medium in der Umgebung eines GRBs wahrscheinlich durch einen Sternwind beeinflusst wird. Dies steht im Einklang mit dem Collapsar-Szenario von Gamma-Ray Bursts.

Im letzten Kapitel werden die Daten dahingehend analysiert, die Eigenschaften der unterliegenden Supernova-Komponenten herauszufinden. Für 13 GRBs mit einer bekannten Rotverschiebung werden charakteristische Merkmale in den Lichtkurven gefunden, die auf eine unterliegende SN deuten. Diese können sehr gut mit den Lichtkurven von SN 1998bw bei der jeweiligen Rotverschiebung modelliert werden. Dazu gehören alle GRBs mit einer Rotverschiebung $z \lesssim 0.7$. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass in der Tat alle Afterglows von langen GRBs das Licht einer assoziierten SN beinhalten. Die entsprechenden Parameter dieser GRB-SNe vor und nach der Korrektur der Extinktion in der Muttergalaxie werden präsentiert und diskutiert. Schließlich wird noch nach potentiellen Korrelationen zwischen Leuchtkraft und Form der GRB-SNe, sowie nach Beziehungen der Eigenschaften der GRB-SNe zu den dazugehörigen GRBs und deren optischen Afterglows gesucht.

Im Appendix werden die einzelnen Lichtkurven und SEDs der GRB-Afterglows gezeigt und im Detail diskutiert.

Abstract

Gamma-Ray Bursts (GRBs) are the most energetic explosions in the universe. They can be divided into long (> 2 seconds), spectrally soft bursts as well as short (< 2 seconds), spectrally hard bursts. By performing investigations of the afterglow emission it is possible to draw conclusions about the cause of the explosion and the properties of the environment around it. It is generally believed that long and soft GRBs are produced by a collapse of a massive star. In this model this collapse leads to a stellar mass black hole. But until the beginning of this dissertation there existed no unquestionable evidence for this assumption. In the present thesis, for the first time, the results of a systematic analysis of all known GRB-afterglows in the optical and near-infrared (NIR) until the end of 2004 are presented. It contains a total sample of 59 GRB afterglow light curves in different filters. The aim of this thesis is to provide strong evidence for the connection between long GRBs and massive stars and to look for general properties of GRB afterglows and their underlying Supernovae (SNe). This work lead to four publications in well-known refereed journals (*Astronomy & Astrophysics* and *Astrophysical Journal*) and to several publications in non-refereed journals.

The present thesis begins with an overview of the progress of the research in this field. Following is a description of the data mining and analysis. Then the fitting results of all 59 afterglow light curves are presented. The fitting equation is a compound of a single or broken power law, an underlying host galaxy and a component that describes the underlying SN. The latter is modeled using published multi-color light curves of SN 1998bw as a template. The best observed 16 afterglows with well-sampled light curves that can be described by a broken power law are then selected. By using the results of the light curve fitting of these afterglows, the parameter space of the light curve parameters and physical quantities related to them are explored and compared with different theoretical models. In addition, a search for correlations between these parameters and the corresponding gamma-ray data is performed. The data set is also used to look for a fine structure in the light curves.

In the next chapter the results of the systematic analysis of gamma-ray burst afterglow spectral energy distributions (SEDs) in the optical/near-infrared bands are presented. Various dust extinction models (Milky Way, Large Magellanic Cloud and Small Magellanic Cloud) are applied to fit the observed SEDs. In this way the corresponding intrinsic extinction in the GRB host galaxies and the intrinsic spectral slopes of the afterglows could be derived. Statistical evidence for a prevalence of SMC-like environments and a small amount of extinction along the line of sight toward the burst is found. The data supports the picture that a stellar wind-shaped medium is the most likely characterization of a GRB environment. This is in accordance to the standard collapsar scenario of gamma-ray bursts.

In the last chapter the properties of the underlying supernova component are analyzed. For 13 GRBs with known redshifts, features in the light curves are found, which indicate an underlying SN. These features can be very well modeled by the light curves of SN 1998bw at that redshift. Among this sample are all bursts with redshifts less than ~ 0.7 . These results strongly support the notion that in fact all afterglows of long-duration GRBs contain light from an associated supernova. In the following, the physical parameters of these GRB-SNe before and after correcting for the extinction

in the host galaxy are presented and discussed. Finally, it is searched for a potential correlation of the supernova luminosities and shape of the light curves as well as for relations between the properties of the GRB-SNe and the corresponding bursts and optical afterglows.

In the Appendix all GRB afterglow light curves and SEDs are presented and discussed in detail.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Stand der Forschung	1
1.1	Gamma-Ray Bursts - Ein historischer Rückblick	1
1.1.1	Die ersten Jahre	1
1.1.2	Das Compton Gamma-Ray Observatory	2
1.1.3	Die Entdeckung der Afterglows	5
1.2	Stand der Forschung zu Beginn der Arbeit	7
1.2.1	Der eigentliche Gammastrahlen-Ausbruch	7
1.2.2	Der Afterglow	8
1.2.3	Weitere Eigenschaften der GRBs	12
1.2.4	Der Ursprung der langen GRBs	12
1.3	Motivation und Ziele der Arbeit	15
2	Das Datenmaterial	16
2.1	Beobachtungsdaten aus der Literatur	16
2.2	Eigene Beobachtungen	17
2.3	Auswahlkriterien für die Einbindung der Daten	17
3	Die Datenanalyse	18
3.1	Bestimmung der Afterglow-Parameter	18
3.2	Die unterliegenden GRB-Supernovae	21
3.3	Das Vorgehen bei der numerischen Kurvenanpassung	25
3.3.1	Die Korrektur der galaktischen interstellaren Extinktion	25
3.3.2	Die χ^2 -Minimierung	25
3.3.3	Die Kurvenanpassung	26
3.3.4	Probleme bei der Kurvenanpassung	27
3.4	Die Bestimmung der Extinktion in der GRB-Muttergalaxie	28
3.4.1	Die analytische Beschreibung der Extinktion	29
3.4.2	Die Bestimmung der spektralen Energieverteilung (SED)	31
3.4.3	Probleme	31
4	Die Afterglow-Lichtkurven	32
4.1	Ergebnisse	32
4.2	Diskussion	37
4.2.1	Wind- oder ISM-Model	37
4.2.2	Die Öffnungswinkel der Jets	39
4.2.3	Korrelationen	41
4.2.4	Feinstruktur in den Afterglow-Lichtkurven	44
5	Die SEDs der Afterglows	46
5.1	Ergebnisse	46
5.2	Diskussion	48
5.2.1	Die Extinktion in den GRB-Muttergalaxien	48
5.2.2	Der intrinsische spektrale Helligkeitsabfall und die $\alpha - \beta$ -Relationen	51
6	Supernova-Signaturen in den Afterglows	53

6.1	Die Leuchtkraft-Verteilung der GRB-SNe	55
6.2	Das Supranova-Modell	56
6.3	Korrelationen	56
6.4	Einfluss der Extinktion der Muttergalaxie	57
7	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	60
A	Analyse der individuellen GRBs	i
A.1	GRB 970228	i
A.2	GRB 970508	ii
A.3	GRB 971214	ii
A.4	GRB 970815, GRB 030131	iii
A.5	GRB 980326	iii
A.6	GRB 980329	iv
A.7	GRB 980519	v
A.8	GRB 980613	v
A.9	GRB 980703	vi
A.10	GRB 990123	vii
A.11	GRB 990308	viii
A.12	GRB 990510	viii
A.13	GRB 990705, GRB 020322, GRB 020410, GRB 030115, GRB 030324, GRB 031220, GRB 040422	ix
A.14	GRB 990712	ix
A.15	GRB 991208	x
A.16	GRB 991216	x
A.17	GRB 000131	xi
A.18	GRB 000301C	xii
A.19	GRB 000418	xii
A.20	GRB 000630	xiii
A.21	GRB 000911	xiii
A.22	GRB 000926	xiv
A.23	GRB 001007	xiv
A.24	GRB 001011	xv
A.25	GRB 010222	xvi
A.26	GRB 010921	xvi
A.27	GRB 011121	xvi
A.28	GRB 011211	xviii
A.29	GRB 020124	xix
A.30	GRB 020305	xix
A.31	GRB 020331	xx
A.32	GRB 020405	xx
A.33	GRB 020813	xxi
A.34	XRF 020903	xxi
A.35	GRB 021004	xxiii
A.36	GRB 021211	xxiv
A.37	GRB 030226	xxv

A.38 GRB 030227	xxv
A.39 GRB 030323	xxv
A.40 GRB 030328	xxvi
A.41 GRB 030329	xxvii
A.42 GRB 030418	xxviii
A.43 GRB 030429	xxix
A.44 GRB 030528	xxx
A.45 XRF 030723	xxx
A.46 GRB 030725	xxxi
A.47 GRB 031203	xxxii
A.48 GRB 040106	xxxiii
A.49 GRB 040827	xxxiii
A.50 GRB 040916	xxxiv
A.51 GRB 040924	xxxiv
A.52 GRB 041006	xxxv
A.53 GRB 050525A	xxxvi
A.54 GRB 060218	xxxvi
 B In der vorliegenden Arbeit benutzte Konstanten	 xxxix
 Literaturverzeichnis	 xliii

Abbildungsverzeichnis

		I
1	Auswahl an GRB-Lichtkurven	2
2	Verteilung der GRBs an der Sphäre	3
3	Die Dauer und spektrale Härte der GRBs	4
4	Afterglow-Lichtkurve von GRB 970228	6
5	Die Afterglow-Lichtkurve von GRB 990123	7
6	Das Breitband-Spektrum des Afterglows von GRB 970508	8
7	Skizze einer Afterglow Lichtkurve	15
8	Die Lichtkurven von SN 1998bw	21
9	Distribution von α_1	35
10	Distribution von α_2	35
11	Distribution von $\Delta\alpha$	36
12	Distribution von $t_b/(1+z)$	36
13	Die Afterglow-Parameter α_1 und α_2	37
14	Distribution von θ_{jet} (Wind-Modell)	39
15	Distribution von θ_{jet} (ISM-Modell)	39
16	Distribution von $t_b/(1+z)$	40
17	Ghirlanda-Relation (ISM-Modell)	41
18	Ghirlanda-Relation (Wind-Modell)	42
19	Ghirlanda-Relation (gemischter Fall)	42
20	Relation zwischen α_1 und n	44
21	Feinstruktur in den Afterglow-Lichtkurven	45
22	Distribution der Extinktion	49
23	Visuelle Extinktion als Funktion von z	50
24	Distribution von β	51
25	β über α	52
26	Verteilung von k und s	55
27	k - s -Relation	57
28	Verteilung von k und die k - s -Relation, extinktionskorrigiert	59
29	GRB 970228: R_C -Band Lichtkurve und SED	ii
30	GRB 970508: R_C -Band Lichtkurve und SED	iii
31	GRB 971214: R_C -Band Lichtkurve und SED	iii
32	GRB 980326: R_C -Band Lichtkurve	iv
33	GRB 980329: R_C -Band Lichtkurve	v
34	GRB 980519: Lichtkurve und SED	v
35	GRB 980613: R_C -Band Lichtkurve	vi
36	GRB 980703: H -Band Lichtkurve und SED	vii
37	GRB 990123: R_C -Band Lichtkurve und SED	viii
38	GRB 990308: R_C -Band Lichtkurve	viii
39	GRB 990510: V -Band Lichtkurve und SED	ix
40	GRB 990712: R_C -Band Lichtkurve	x
41	GRB 991208: R_C -Band Lichtkurve und SED	x
42	GRB 991216: R_C -Band Lichtkurve und SED	xi

43	GRB 000131: R_C -Band Lichtkurve und SED	xi
44	GRB 000301C: R_C -Band Lichtkurve und SED	xii
45	GRB 000418: R_C -Band Lichtkurve	xiii
46	GRB 000630: R_C -Band Lichtkurve	xiii
47	GRB 000911: R_C -Band Lichtkurve und SED	xiv
48	GRB 000926: R_C -Band Lichtkurve und SED	xv
49	GRB 001007: R_C -Band Lichtkurve	xv
50	GRB 001011: R_C -Band Lichtkurve	xv
51	GRB 010222: R_C -Band Lichtkurve und SED	xvi
52	GRB 010921: R_C -Band Lichtkurve und SED	xvii
53	GRB 011121: R_C -Band Lichtkurve und SED	xviii
54	GRB 011211: R_C -Band Lichtkurve und SED	xix
55	GRB 020124: R_C -Band Lichtkurve und SED	xix
56	GRB 020305: R_C -Band Lichtkurve	xx
57	GRB 020331: R_C -Band Lichtkurve	xx
58	GRB 020405: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxi
59	GRB 020813: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxii
60	XRF 020903: R_C -Band Lichtkurve	xxii
61	GRB 021004: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxiii
62	GRB 021211: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxiv
63	GRB 030226: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxv
64	GRB 030227: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxvi
65	GRB 030323: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxvi
66	GRB 030328: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxvii
67	GRB 030329: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxix
68	GRB 030418: R_C -Band Lichtkurve	xxix
69	GRB 030429: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxx
70	GRB 030528: K_S -Band Lichtkurve	xxxix
71	XRF 030723: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxxix
72	GRB 030725: R_C -Band Lichtkurve	xxxix
73	GRB 031203: J -Band Lichtkurve	xxxix
74	GRB 040106: R_C -Band Lichtkurve	xxxix
75	GRB 040827: K_S -Band Lichtkurve	xxxix
76	GRB 040916: R_C -Band Lichtkurve	xxxix
77	GRB 040924: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxxix
78	GRB 041006: R_C -Band Lichtkurve und SED	xxxix
79	GRB 050525A: R_C -Band Lichtkurve	xxxix
80	GRB 060218: Lichtkurven	xxxix

Tabellenverzeichnis

	I
1 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen der Afterglow-Lichtkurven (Gln. 39 und 40)	33
2 Die berechneten Öffnungswinkel und die korrigierten Energiefreisetzun- gen der GRBs	40
3 Der absolute Wert des Korrelationskoeffizienten zwischen den verschie- denen Parametern	43
4 Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen der SEDs	47
5 Die Auswahl der 19 am besten bestimmten SEDs aus Tabelle 4	48
6 Bestimmung der wahrscheinlichsten Dichteprofile der Umgebung der GRBs aus den $\alpha - \beta$ -Relationen	53
7 Die Parameter der SNe aus den Kurvenanpassungen der Afterglows . .	54
8 Die Parameter der SNe, extinktionskorrigiert	58
9 Die Ergebnisse aus der Kurvenanpassung von SN 2006aj	xxxviii
10 Galaktische Extinktion der in Richtung GRBs nach Schlegel et al. (1998)	xl
11 Rotverschiebung z der GRBs	xli
12 Normierungskonstanten für die verschiedenen photometrischen Filter .	xlii

1 Einleitung und Stand der Forschung

Seit ihrer Entdeckung in den 60er Jahren, sind die Gammastrahlen Ausbrüche, im englischen Fachterminus *Gamma-Ray Bursts*¹ genannt, im folgenden durch GRB abgekürzt, verstärkt zu einem Forschungsschwerpunkt der extragalaktischen Astronomie geworden. Zum einen sind die in ihnen ablaufenden physikalischen Prozesse selbst Gegenstand intensiver Forschung. Zum anderen können die GRBs zur Untersuchung verschiedener kosmologischer Fragestellungen herangezogen werden.

GRBs gehören während ihrer kurzen Lebensdauer von Bruchteilen von Sekunden bis zu wenigen Minuten zu den leuchtkräftigsten Objekten im Universum (z.B., Kulkarni et al., 1999). Die typische Energiefreisetzungsrate eines GRBs in Form von Gammastrahlung liegt bei $E \approx 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$ und übersteigt damit selbst die der leuchtkräftigsten Quasare um ein Vielfaches (Veron-Cetty & Veron, 1998; Irwin et al., 1998).²

Anders als die weiteren wichtigen Entdeckungen in den 60er Jahren, wie die Quasare, die Pulsare und den kosmischen Mikrowellenhintergrund, begann das Verständnis über die GRBs erst seit etwa einem Jahrzehnt deutlich zu wachsen. In diesem Zeitraum wurde dieser Forschungszweig zu einem der aktivsten in der Astronomie und es gibt mittlerweile unzählige Veröffentlichungen zu diesem Thema. Allerdings waren die Anfänge der GRB-Forschung sehr turbulent.

1.1 Gamma-Ray Bursts - Ein historischer Rückblick

1.1.1 Die ersten Jahre

Da Gammastrahlung durch die der Erde umgebene Atmosphäre absorbiert wird, wurden GRBs erst entdeckt, als die Technologie weit genug fortgeschritten war, um Satelliten in die Erdumlaufbahn zu schicken. Einer der ersten Satelliten, die einen Gammastrahlen Detektor an Bord hatten, waren die Militär-Satelliten der Vela-Serie. Sie wurden in den 60er Jahren im Abstand von ein bis zwei Jahren paarweise vom amerikanischen Militär in einen zirkularen Orbit gebracht und dienten zur Überwachung des von Großbritannien, den USA und der damaligen Sowjetunion unterschriebenen Atomwaffenteststoppabkommens. Die Entdeckung des ersten GRBs erfolgte am 2. Juli 1967 von dem vierten Vela Satelliten-Paar worauf weitere Detektionen folgten. Die Daten wurden schließlich im Jahr 1973 freigegeben (Klebesadel et al., 1973).

Obwohl in den nächsten zwei Jahrzehnten weit über hundert weitere GRBs beobachtet wurden, konnte die Ursache dieser Gammastrahlen-Ausbrüche nicht entschlüsselt werden. In der Zeit vor 1996 war die Ungenauigkeit in der örtlichen Auflösung der Gammastrahlen-Detektoren zu groß. Somit gelang es nicht, GRBs mit anderen bekannten Objekten am Firmament in Verbindung zu bringen. In einigen Fällen konnte man zwar die Position eines GRBs mit Hilfe von Triangulation durch das *IPN* (*Interplanetary Network* - ein Netzwerk aus Satelliten in unterschiedlichen Positionen im Sonnensystem) auf mehrere Bogenminuten genau lokalisieren (Cline et al., 1981), allerdings stand dann meist das Ergebnis erst Monate oder Jahre später zu Verfügung. Selbst

¹In dieser Arbeit werden die in der deutschen Fachsprache der Astrophysik gängigen englischen Begriffe mit ihren Abkürzungen und den zugehörigen Pluralformen verwendet.

²Da in der Astrophysik bevorzugt das cgs-System verwendet wird, wurde es auch in der vorliegenden Arbeit dem SI-Einheitensystem vorgezogen.

bei einer tiefen Suche mit optischen Teleskopen wurden dann keine Objekte gefunden, die im Zusammenhang mit den GRBs stehen konnten³. Daher war die Entfernung und somit auch die tatsächliche Energiefreisetzung der GRBs nicht bestimmbar.

1.1.2 Das Compton Gamma-Ray Observatory

Eine erste Abschätzung der Entfernung der GRBs brachte erst das *CGRO* (*Compton Gamma-Ray Observatory*), ein Satellit welcher im April 1991 gestartet wurde und bis Juni 2000 operierte. Die Ergebnisse dieser Mission sind in Fishman (1995) zusammengefasst. Ein darauf montiertes Instrument, das *BATSE* (*Burst and Transient Experiment*), hatte ein 4π Steradian großes Gesichtsfeld und eine hohe Empfindlichkeit von etwa 0.2 mCrab zwischen 20-600 keV. *BATSE* entdeckte eine Vielzahl unterschiedlicher GRBs mit sehr unterschiedlichen Verläufen der Lichtkurven. Eine Auswahl ist in

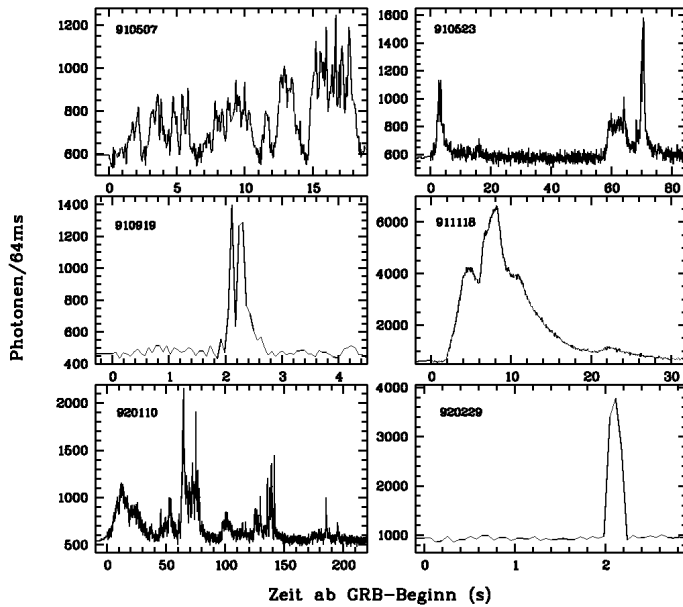


Abbildung 1. Eine Auswahl an GRB-Lichtkurven die mit dem *BATSE*-Instrument des *Compton Gamma-Ray Observatory* (*CGRO*) aufgenommen wurden. Es sind deutlich die Unterschiede der einzelnen GRB-Lichtkurven zu erkennen. Einige zeigen eine einzelne Helligkeitsspitze, während bei anderen Mehrfachspitzen beobachtet wurden. Einige dieser Spitzen haben eine Zeitdauer von wenigen Millisekunden. Ein weiterer sehr häufiger Typ ist der so genannte FRED-Typ (Fast Rise, Exponential Decay) wie er rechts in der Mitte zu sehen ist (Fishman, 1995).

Abb. 1 zu sehen. Einige zeigen Helligkeitsspitzen von einer Zeitdauer weniger Millisekunden, andere wiederum einen so genannten FRED-artigen (Fast Rise, Exponential Decay) Verlauf. Bis heute ist die genaue Ursache dieser unterschiedlichen Lichtkurven nicht geklärt, aber eine Untersuchung ihrer Struktur kann genutzt werden, um über die geometrischen Eigenschaften der strahlenden Region Aufschluss zu erlangen (Fenimore, 1999).

Durch die spezielle Bauart von *BATSE* konnten GRBs mit einer Genauigkeit von wenigen Grad am Himmel lokalisiert werden. Das reichte zwar immer noch nicht aus,

³Nur in einem Fall vor 1996 gelang eine Identifizierung eines astronomischen Objekts mit einem Gammastrahlen-Ausbruch. Die Quelle des Ausbruchs vom 5. März 1979 lag in einem Supernova-Überrest in der Großen Magellanschen Wolke (Cline et al., 1980). Später stellte sich aber heraus, dass dies der Ausbruch eines Soft Gamma Repeaters (SGRs) gewesen war. SGRs entstehen vermutlich bei Ausbrüchen junger Neutronensterne mit sehr starken Magnetfeldern, so genannten Magnetars (Duncan & Thompson, 1992; Thompson & Duncan, 1995, 1996).

um mit großen optischen Teleskopen nach Objekten zu suchen, die mit den GRBs verknüpft sein können, aber über die Jahre wurde die statistische Verteilung der GRBs am Himmel erfasst.

Die Verteilung aller 2704 von *BATSE* detektierten GRBs (Abb. 2) erscheint am Himmel isotrop, wenn die so genannte *exposure map* berücksichtigt wird. Es ist weder eine Häufung entlang der galaktischen Ebene, zum galaktischen Zentrum noch zu nahen anderen Galaxien zu erkennen. Daraus kann man schlussfolgern, dass die Population der GRBs entweder sehr weit entfernt liegt, also in kosmologischen Entfernungen, oder sehr nah ist. Allerdings deutet die $\log N - \log S$ -Relation auf das Erstere (Meegan et al., 1992); die GRBs müssen sich in kosmologischen Entfernungen befinden.

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

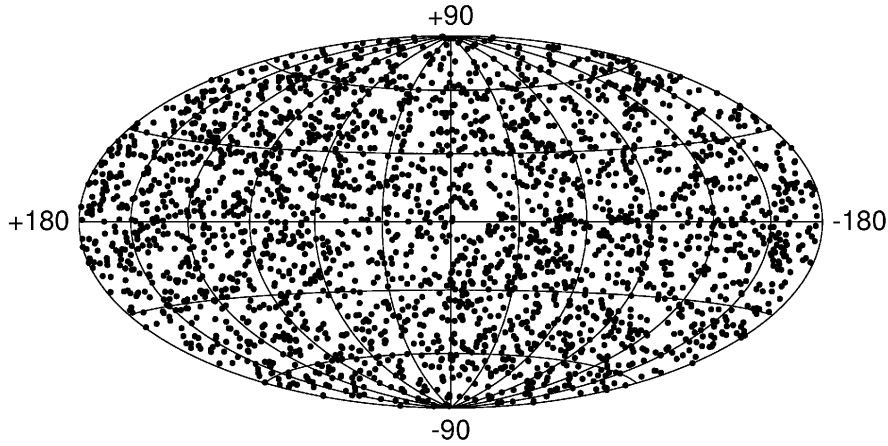


Abbildung 2. Die Verteilung der von *BATSE* in den Jahren 1991 bis 2000 beobachteten GRBs, aufgetragen in galaktischen Koordinaten. Es ist keine Häufung entlang der galaktischen Ebene oder zum galaktischen Zentrum hin zu sehen (Briggs et al., 2001).

Mit einem weiteren Instrument auf dem *CGRO*, dem *EGRET* (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*), wurden GRBs bis in den GeV-Bereich nachgewiesen. Dies setzte eine obere Grenze an die kosmologische Rotverschiebung. Modelle, welche die in der damaligen Zeit hypothetischen kosmischen Strings bei $z \approx 1000$ als potentielle Quellen für GRBs vorschlugen, konnten somit ausgeschlossen werden. Derart hoch-energetische Gammastrahlen würden mit den Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung wechselwirken und müssten somit über solch große Entfernungen vollständig absorbiert werden (Hurley, 1994).

Mit dieser Vorstellung von der Entfernung der GRBs, konnte die tatsächliche Energiefreisetzung besser eingeschränkt werden. Aus der beobachteten Fluenz von 10^{-7} bis 10^{-4} erg cm $^{-2}$ und einer Abschätzung der Rotverschiebung in der Größenordnung von $z \approx 1$, lässt sich berechnen, dass die freigesetzte Energie am Ort der Explosion allein im Gammastrahlen-Band von 10^{51} bis zu 10^{54} erg erreichen kann, falls die Strahlung isotrop abgestrahlt wird. Die Größe der Strahlung emittierenden Region kann man über die Morphologie der Lichtkurven abschätzen. Beobachtungen zeigen eine Variabilität Δt_{var} die teilweise bis in den Millisekundenbereich hinunterreicht. Somit ergibt sich mit

$R \leq c\Delta t_{var}$ eine obere Grenze für die Größe des Gebietes, in dem die Energie freigesetzt wird. Werden die Beobachtungsdaten eingesetzt, so kommt man zu dem Schluss, dass die typische Ausdehnung des Emissionsgebietes nur einige hundert bis tausend Kilometer betragen kann. Wenn in einem so kleinen Raum so viel Energie freigesetzt wird, müssen kurzzeitig sehr hohe Energiedichten vorliegen. Dieses Emissionsgebiet müsste zudem Schwarzkörperstrahlung emittieren, da die hohe Anzahldichte der Gammaquanten über Paarbildungsprozesse ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) in diesem Raum eine optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma} \gg 1$ bewirken (Paczynski, 1986; Goodman, 1986; Shemi & Piran, 1990). Die beobachteten Spektren sind aber nicht-thermisch, mit nachweisbaren Flüssen bis in den MeV- und teils sogar GeV-Bereich (Band et al., 1993; Hurley, 1994). Das bedeutet, das Emissionsgebiet ist optisch dünn ($\tau_{\gamma\gamma} < 1$).

Damit die optische Tiefe $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ erreicht, müsste aber das Emissionsgebiet mit einem Lorentzfaktor Γ in der Größenordnung von 100 expandieren. Solch extrem hohe Geschwindigkeiten ruhemassebehafteter Materie sind bisher von keiner anderen Objektklasse im Universum bekannt. Diesen Lösungsansatz lieferte das Feuerball-Schock Modell (Rees & Mészáros, 1992; Mészáros & Rees, 1993; Rees & Mészáros, 1994; Paczynski & Xu, 1994). Es begründete sich aus der Vorstellung, dass im Materieausfluss Schockwellen entstehen, die die kinetische Energie in nicht-thermische Strahlung umwandeln. Die in der Schockwelle beschleunigten Elektronen müssten in Folge präsenter Magnetfelder Synchrotronstrahlung emittieren, deren Strahlungscharakteristika einem Potenzgesetz ähnlich dem Beobachteten folgt (Band et al., 1993). Durch inverse Compton-Streuung der Photonen kann das Spektrum bis in den GeV-Bereich expandieren (Hurley, 1994).

Eine weitere Erkenntnis konnte durch das *BATSE*-Instrument gewonnen werden. Es gibt vermutlich zwei unterschiedliche Population von GRBs (Kouveliotou et al., 1993); kurze und harte sowie lange und weiche GRBs (s. Abb. 3). Hart und weich ist hierbei eine Aussage über das Verhältnis der Photonen, die in hohen und niedrigen Energiebereichen empfangen werden.

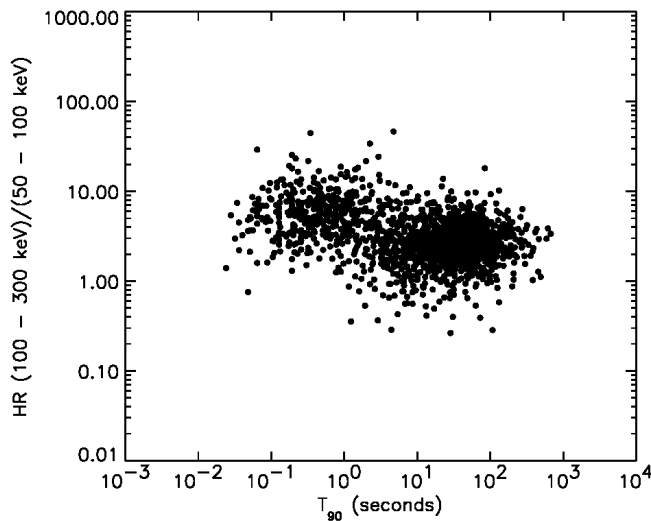


Abbildung 3. Die Verteilung der *BATSE*-Bursts bezüglich ihrer Dauer und ihrer spektralen Härte (Fishman, 1999). Die Ordinate gibt das Verhältnis der empfangenen Photonen des jeweiligen GRBs in verschiedenen Energiebereichen an, während die Abszisse den Zeitraum angibt in dem 90% dieser Photonen empfangen wurden. Es ist deutlich eine bimodale Verteilung zu erkennen.

Aus der errechneten Energiemenge und aus der beobachteten kurzen Variabilität in den Lichtkurven der GRBs erscheint die Möglichkeit eines kompakten Objektes

(Neutronenstern, Schwarzes Loch) als Quelle eines GRBs am wahrscheinlichsten. Verschmelzende kompakte Binär-Systeme, bestehend aus entweder zwei Neutronensternen oder einem Neutronenstern und einem Schwarzen Loch, waren als eine Möglichkeit des zentralen Motors von GRBs angesehen worden (Eichler et al., 1989; Narayan et al., 1992). Numerische Rechnungen zeigen, dass theoretisch diese die kurzen, harten GRBs hervorbringen könnten (Fryer et al., 1999; Ruffert & Janka, 1999; Rosswog et al., 2003). Erst seit 2005 gibt es beobachtete Hinweise, die dieses Modell auch anhand von schnellen Nachfolgebeobachtungen bestätigen (z.B., Fox et al., 2005; Hjorth et al., 2005). Aus technischen Gründen konnte erst der im November 2004 gestartete Satellit *Swift* diese kurzen GRBs innerhalb von Sekunden auf Bogenminuten-Genauigkeit orten, so dass Nachfolgebeobachtungen überhaupt erst möglich wurden.

Als Ursache für die langen GRBs schlug Usov (1992) schnell rotierende, massereiche Neutronensterne vor. Eine weitere Erklärung bietet das Collapsar Modell (Woosley, 1993; MacFadyen & Woosley, 1999). Nach diesem Modell können lange GRBs durch den Kollaps eines massereichen Sterns ($\gtrsim 25 M_{\odot}$) in ein Schwarzes Loch entstehen.

In der vorliegenden Arbeit werden nur die langen GRBs untersucht, da bis zum Ende der Arbeit nur bei dieser Klasse genügend Beobachtungsdaten vorliegen, um diese ausreichend analysieren zu können.

1.1.3 Die Entdeckung der Afterglows

Sind die Theorien richtig, die aus den Daten des *BATSE*-Experiments gewonnen wurden, so müssten am Ort der Explosion Folgeerscheinungen sichtbar sein. Die erzeugte Schockwelle müsste zwangsläufig in das dem GRB umgebende Medium hinein laufen und dabei die sich dort befindende Materie wie ein Schneepflug vor sich herschieben. Die Schockwelle wird dabei abgebremst, der Lorentz-Faktor sinkt und das Maximum des Synchrotron-Strahlungsspektrum verschiebt sich mit der Zeit zu niedrigeren Frequenzen. Daraus sollten schließlich auch zu Strahlungsemissionen im Radiobereich (Paczynski & Rhoads, 1993) und im Optischen/NIR (Katz, 1994) resultieren. Dieses vorhergesagte Nachglühen am Ort der Explosion wird im englischen Fachterminus *Afterglow* genannt.

Die Theorie sagt voraus, dass für jede Frequenz die zeitliche Entwicklung der Strahlungsflussdichte F_{ν} dem Verlauf $F_{\nu} \sim t^{-\alpha}$ folgt (Mészáros & Rees, 1997). Dabei sollte im Optischen und Nahen Infrarot (NIR) die Stärke des Helligkeitsabfalls α in einem großen Wellenlängenbereich (optisch/NIR bis Röntgen) über einen großen Zeitraum zeitlich konstant sein. Da der Afterglow sehr schnell an Helligkeit verliert sind schnelle Nachfolgebeobachtungen eines GRBs nötig, um den Afterglow zu entdecken. Das erklärt, warum lange kein Afterglow gefunden werden konnte. Dies sollte sich aber bald ändern.

Ende 1996 wurde ein Satellit in die Erdumlaufbahn gebracht, der in der Lage war innerhalb weniger Stunden mit hinreichend guter Genauigkeit die Position eines GRBs zu ermitteln, um mit optischen Teleskopen nach einem solchen Afterglow zu suchen. Dieser Satellit, *BeppoSAX*, leitete schließlich 1997 eine neue Ära in der GRB-Forschung ein. Am 28. Februar 1997 wurde ein GRB von dem Gammastrahlen-Detektor an Bord von *BeppoSAX* erfasst. Der Satellit wurde neu ausgerichtet, um mit dem Röntgenteleskop an Bord die Fehlerbox zu untersuchen, worauf der Röntgen-Afterglow entdeckt

wurde (Costa et al., 1997). Diese Entdeckung führte kurze Zeit später zu der ersten Entdeckung eines Afterglows im Optischen (van Paradijs et al., 1997) und schließlich auch im Radiobereich (Frail et al., 1997). Der Verlauf der Lichtkurve bestätigte weitgehend die theoretischen Erwartungen (Abb. 29).

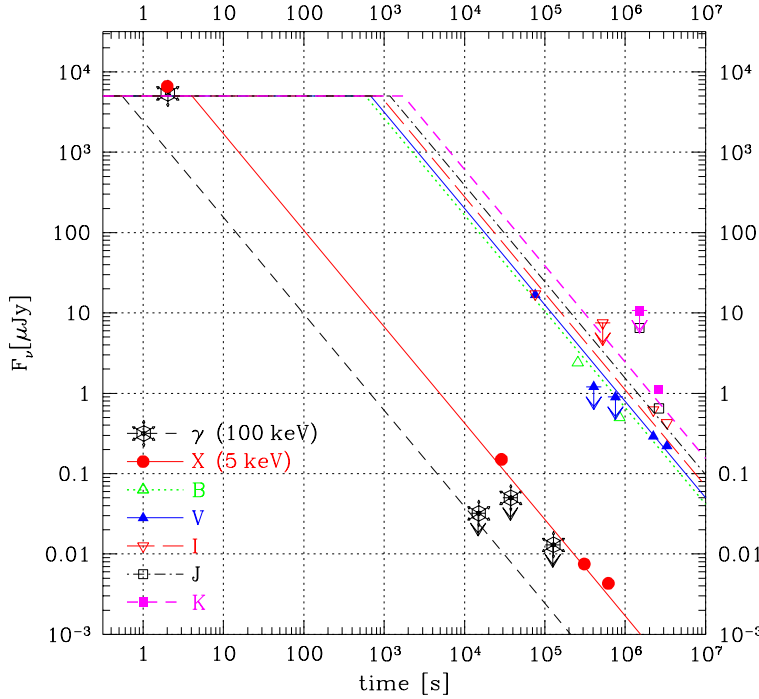


Abbildung 4. Die Lichtkurve des Afterglows von GRB 970228 in verschiedenen Filtern. Sie bestätigte das Modell, welches einen exponentiellen Verlauf der Lichtkurve vorhersagte. Dieser Verlauf ist deutlich zu sehen. Die Grafik wurde entnommen aus Wijers et al. (1997). Hier ist die Strahlungsflussdichte F_ν in μJy über die Zeit t aufgetragen ($1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$).

Zwar konnte bei diesem GRB vorläufig noch keine Rotverschiebung gemessen werden, aber die darauf folgenden GRBs bestätigten die kosmologischen Entfernungen und die entsprechend hohen Energiefreisetzungsraten der GRBs. Bei GRB 970508 konnte die Rotverschiebung zu $z = 0.8349 \pm 0.0003$ (Bloom et al., 1998a) und bei GRB 971214 sogar zu $z = 3.42$ (Kulkarni et al., 1998) bestimmt werden.

Am 23. Januar 1999 wurde ein weiterer GRB entdeckt, der die GRB-Forschung revolutionieren sollte; GRB 990123. Einem automatischen Teleskop, *ROTSE-I*, gelangen Aufnahmen des Afterglow wenige Sekunden nach dem Trigger, als der GRB noch im Gamma-Band aktiv war. Die maximale visuelle Helligkeit betrug $m_V \approx 9 \text{ mag}$ (Akerlof et al., 1999). Dieser GRB lag bei einer Rotverschiebung von $z = 1.6$ (Kulkarni et al., 1999), was ihn zu dem energiereichsten GRB mit bekannter Energie machte, der jemals entdeckt wurde. Er hatte eine isotrope Energieabstrahlung im Gamma-Band von $E_{\text{iso}} \approx 10^{54} \text{ erg}$. Das entspricht in etwa der doppelten Ruheenergie der Sonne ($M_\odot c^2$). Die Afterglow-Lichtkurve (Abb. 5) zeigte noch weitere, bis dahin unbekannte Eigenschaften. Zum einen war der Helligkeitsabfall anfangs ungewöhnlich steil und flachte erst einige Stunden nach dem GRB zu einem gewöhnlicheren Wert ab (Akerlof et al., 1999). Dies interpretierte man als einen Rückwärts-Schock (Mészáros & Rees, 1997; Sari & Piran, 1999). Zum anderen beschleunigte sich etwa zwei Tagen nach dem GRB der Helligkeitsabfall plötzlich – im Englischen *break* genannt. Dieser *break* konnte dadurch interpretiert werden, dass der GRB nicht isotrop explodierte, sondern die hochrelativistisch ausgeworfenen Materie die Form eines Jets aufweist (Sari et al., 1999; Panaitescu & Mészáros, 1999). Diese Möglichkeit wurde bereits von Rhoads (1997, 1999) disku-

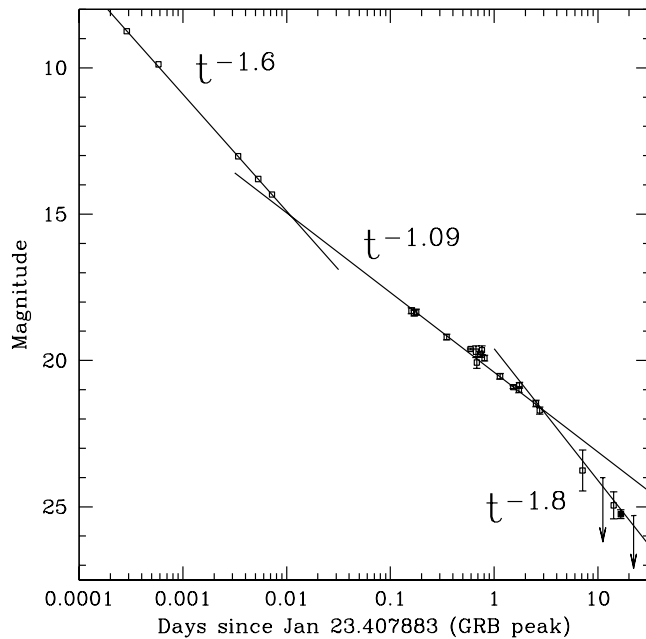


Abbildung 5. Die Lichtkurve im I -Band des Afterglows von GRB 990123 (Magnitude über die Zeit in Tagen). Der frühe, rasche Helligkeitsabfall ist bedingt durch einen Rückwärts-Schock. Erst nach mehreren Minuten zeigt sich der normale Helligkeitsabfall eines Afterglows. Nach etwa zwei Tagen ist dann ein weiterer Anstieg des Helligkeitsabfalls zu sehen. Dies kann dadurch interpretiert werden, dass sich der relativistische Öffnungswinkel zum Zeitpunkt der Änderung des Helligkeitsabfalls (engl.: break) gleich des Öffnungswinkels des Jets ist. Aus Fruchter et al. (1999).

tiert. Das bedeutet aber, dass die beobachtete Energie tatsächlich kleiner ist als bei einer isotropen Explosion, es aber dafür mehr GRBs geben muss, die nicht von der Erde beobachtet werden können. Diese *breaks* wurden später noch in etlichen anderen Afterglow Lichtkurven gefunden.

1.2 Stand der Forschung zu Beginn der Arbeit

Bis zu Beginn der Arbeit, Ende 2002, sind viele Charakteristiken der GRBs und deren Afterglows verstanden. Allerdings gab es noch keine stichfesten Beweise über den Ursprung der GRBs. Es folgt eine grobe Zusammenfassung der bis dato wichtigsten Erkenntnisse über GRBs. Im Detail wird auf Zhang & Mészáros (2004) und Piran (2005) und die entsprechenden weiterführenden Referenzen verwiesen.

1.2.1 Der eigentliche Gammastrahlen-Ausbruch

Das führende Modell für die Beschreibung der Gammastrahlen-Emission ist das Interne Feuerball-Schock Modell (engl.: *internal fireball shock model* Rees & Mészáros, 1994; Paczyński & Xu, 1994). Dieses Modell wurde intensiv von verschiedenen Gruppen weiterentwickelt (z.B., Kobayashi et al., 1997; Panaitescu et al., 1999) und ist heute generell akzeptiert. Es wird angenommen, dass die zentrale Quelle in unterschiedlich zeitlichen Abständen Materiekumpen mit extrem relativistischer Geschwindigkeit auswirft. Wegen unterschiedlicher Lorentz-Faktoren kollidieren die Materiekumpen, wodurch Schockwellen entstehen, die die Materie aufheizen und Elektronen (und Protonen) beschleunigen. Wegen vorhandener Magnetfelder emittieren die beschleunigten Elektronen Synchrotronstrahlung in Form von Gammastrahlung, die wegen dem hohen Lorentz-Faktor noch weiter ins Blaue verschoben werden. Eine Hauptmotivation dieses Modells ist die Erklärung der kurzen zeitlichen Variabilitäten in den Lichtkurven

(Abb. 1).

1.2.2 Der Afterglow

Die Theorie über die Entstehung des Afterglows basiert auf dem Externen Feuerball-Schock Modell (Rees & Mészáros, 1992; Mészáros & Rees, 1993, engl.: *external fireball shock model*). Trifft die von der zentralen Energiequelle beschleunigte Materie auf das den GRB umgebende Medium, werden die Elektronen auf hochrelativistische Geschwindigkeiten beschleunigt. Eine Schockwelle bewegt sich in Richtung des Materiestroms (Vorwärts-Schock) und eine entgegen der ausfließenden Materie (Rückwärts-Schock). Durch das im interstellare Raum vorhandene Magnetfeld wird dadurch Synchrotronstrahlung emittiert. Ein Afterglow kann oft mehrere Tage, in einigen Fällen sogar Monate nach dem GRB beobachtet werden. Dabei reichen die Frequenzen der abgestrahlten Photonen vom Radio- bis in den Röntgenbereich. Das Strahlungsmaximum verschiebt sich dabei zu immer niedrigeren Frequenzen, je mehr die Schockwelle abgebremst wird.

Der Vorwärts-Schock – der eigentliche Afterglow: Um die Eigenschaften dieser Strahlung zu berechnen, wird die Annahme gemacht, dass die Verteilung der Energie der Elektronen einem Potenzgesetz mit dem Index p folgt:

$$N(E_e)dE_e \propto E_e^{-p}dE_e. \quad (1)$$

Dies wird in numerischen Simulationen bestätigt (z.B., Achterberg et al., 2001). Das Strahlungsspektrum eines solchen Elektronenensembles wird durch drei charakteristische Frequenzen beschrieben, welche vier unterschiedliche Potenzverläufe der Strahlungsflussdichte F_ν mit der Frequenz ν trennen (Abb. 6).

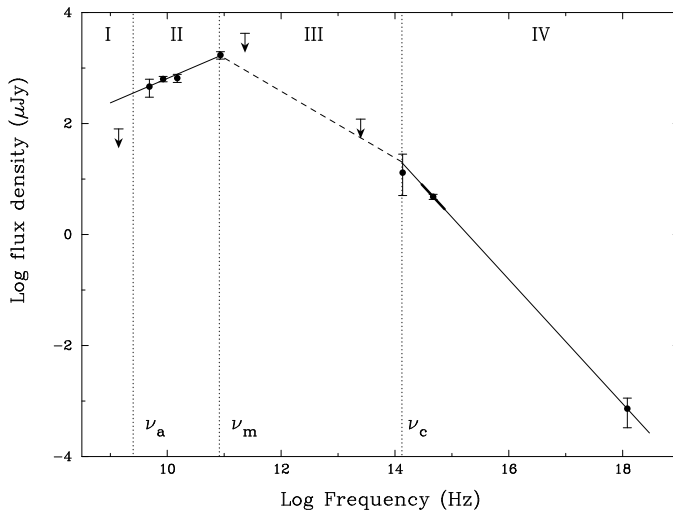


Abbildung 6. Ein Schnappschuss des Synchrotron-Spektrums des Afterglows von GRB 970508. Zu sehen sind die vier charakteristischen Frequenzbereiche, die repräsentativ sind für dieses Afterglow-Modell. Hier ist die Strahlungsflussdichte F_ν in μJy über der Frequenz ν aufgetragen ($1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Nach Galama et al. (1998b).

Diese drei Frequenzen sind die Synchrotron-Selbstabsorption ν_a , die der typischen Synchrotronfrequenz ν_m , bei welcher der Hauptteil der Elektronen strahlt und die so genannte *cooling frequency* ν_c . Für Elektronen, welche bei Frequenzen $\nu > \nu_c$ strahlen, ist die Lebensdauer aufgrund ihres Strahlungsverlustes kleiner als das Alter des Schocks selbst.

Zu Beginn der Afterglow-Phase ist $\nu_m > \nu_c$, d.h. alle Elektronen erleiden einen im Vergleich zu ihrer kinetischen Energie erheblichen Energieverlust durch Synchrotronemission (Sari et al., 1998). Wegen $\nu_c = \nu_c(t)$ und $\nu_m = \nu_m(t)$ wandern beide Frequenzen durch das elektromagnetische Spektrum.

Die Entwicklung der Schockfront wird unter anderem bestimmt von der räumlichen Gasdichte und insbesondere ihrem radialen Profil $n(r)$ als Funktion des Abstands r vom GRB. Demgemäß hängt auch die zeitliche Entwicklung der Afterglow-Lichtkurven und die spektrale Energieverteilung eines Afterglows von der Gasdichte und ihrem radialen Profil in der unmittelbaren Umgebung des GRBs ab. Da alles darauf hinweist, dass die zentralen Energiequellen von GRBs die Größe und Eigenschaften stellarer Schwarzer Löcher aufweisen, liegt die Vermutung nahe, dass die Umgebung des GRBs von dem Vorläuferstern geprägt sein kann. In der Literatur werden im wesentlichen zwei Modelle diskutiert:

- Ist das äußere Medium nicht von dem GRB-Vorläuferstern geprägt worden, so müsste sich der Feuerball in das typische interstellare Medium (ISM), mit einer annähernd konstanten Dichte ($n(r) = r^{-s}$, $s \approx 0$) hinein bewegen (ISM-Modell; Mészáros & Rees, 1997; Sari et al., 1998).
- Wenn GRBs aber physikalisch mit dem Gravitationskollaps massereicher Sterne verbunden sind, so müsste sich ein GRB-Feuerball in ein Gebiet hinein entwickeln, welches durch die späten Entwicklungsphasen des Vorläufersterns geprägt wurde. Besonders interessant ist dabei die Rolle des Sternwinds, weil er das radiale Profil der Gasdichte in der Umgebung des Sterns verändert. Sternwinde erzeugen Dichteprofile mit $n(r) = r^{-s}$, $s \approx 2$ (Wind-Modell; Chevalier & Li, 2000; Panaitescu & Kumar, 2000).

Die Entwicklung des Afterglows ist für o.g. beide Dichteprofile verschieden.

Das einfachste Modell (ISM-Modell) nimmt an, dass die Explosion isotrop und das äußere Medium von konstanter räumlicher Dichte n ist. Dann folgt die zeitliche Entwicklung des Lorentzfaktors der Materie hinter dem Schock zu (Sari et al., 1998):

$$\Gamma(t) = 6 E_{52}^{1/8} n_d^{-1/8} \left(\frac{t}{1+z} \right)^{-3/8}. \quad (2)$$

Hier ist E_{52} die isotrope Äquivalenzenergie des GRBs im Gammastrahlen-Band gemessen in Einheiten von 10^{52} erg, t die Zeit nach dem GRB in Tagen, n_d die Gasdichte des dem GRB umgebenden Mediums, gemessen in cm^{-3} und z die kosmologische Rotverschiebung. Im ISM-Modell ergibt sich in der adiabatischen Entwicklungsphase eines Afterglows $\nu_m \sim t^{-3/2}$, $\nu_c \sim t^{-1/2}$ und $F_{\nu, \max} \sim t^0$. Im Fall $\nu_m < \nu_c$ ist $F_{\nu, \max} = F_{\nu}(\nu_m)$ und für Frequenzen $\nu > \nu_c$ gilt: $F_{\nu} = F_{\nu, \max}(\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2}(\nu/\nu_c)^{-p/2}$. Somit kann man schreiben:

$$F_{\nu} \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta} \quad (3)$$

mit $\alpha = (3p - 2)/4$ und $\beta = p/2$.

Dabei ist im Optischen/NIR der Helligkeitsabfall α zeitlich konstant und in einem großen Wellenlängenbereich identisch. Der Parameter α nimmt typischerweise Werte zwischen 0.5 und 1.5 an (Zeh et al., 2006). Einzig beim Durchgang von ν_m oder ν_c durch

das spektrale Beobachtungsfenster sollte α um 0.25 variieren (Sari et al., 1998; Chevalier & Li, 2000). Da aber in beiden Modellen (ISM und Wind) die Frequenz ν_m bereits wenige Sekunden nach dem GRB durch das optische/NIR Fenster wandern sollte, wird bei gewöhnlichen optischen und NIR Beobachtungen (Minuten, Stunden und Tage nach dem Burst) höchstens noch ein Durchlauf einer charakteristischen Frequenz erwartet, der von ν_c . Dieser so genannte *cooling break* wurde aber bisher erst in zwei Fällen, bei GRB 030329 (Torii et al., 2003; Sato et al., 2003) und GRB 050502A (Yost et al., 2006), beobachtet.

Dieses Modell sagt demnach voraus, dass die Stärke des Helligkeitsabfalls α eines GRB-Afterglows mit seiner spektralen Energieverteilung β gekoppelt ist und diese somit die Bestimmung des Parameters p zulässt. Im weiteren sind alle $\alpha - \beta$ bzw. $\beta - p$ Relationen (Sari et al., 1998; Chevalier & Li, 2000) für die entsprechenden Fälle aufgelistet, die hier in dieser Arbeit verwendet werden. Es wurden auch die Fälle nicht-isotroper Expansion in Betracht gezogen.

$$\beta = \frac{2\alpha_1 + 1}{3} \quad \nu > \nu_c, \text{ homogenes ISM oder Wind Profil, isotrope Expansion} \quad (4)$$

$$\beta = \frac{2\alpha_1}{3} \quad \nu < \nu_c, \text{ homogenes ISM, isotrope Expansion} \quad (5)$$

$$\beta = \frac{2\alpha_1 - 1}{3} \quad \nu < \nu_c, \text{ Wind Profil, isotrope Expansion} \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\alpha_2}{2} \quad \nu > \nu_c, \text{ homogenes ISM oder Wind Profil, jetartige Expansion} \quad (7)$$

$$\beta = \frac{\alpha_2 - 1}{2} \quad \nu < \nu_c, \text{ homogenes ISM oder Wind Profil, jetartige Expansion} \quad (8)$$

$$\beta = \frac{p}{2} \quad \nu > \nu_c, \text{ homogenes ISM oder Wind Profil} \quad (9)$$

$$\beta = \frac{p - 1}{2} \quad \nu < \nu_c, \text{ homogenes ISM oder Wind Profil} \quad (10)$$

Hierbei ist α_1 der Helligkeitsabfall vor dem Break und α_2 der Helligkeitsabfall nach dem Break. An diesen Gleichungen erkennt man, dass in beiden Modellen der Helligkeitsabfall nach dem Break, α_2 , mit dem Parameter p übereinstimmen sollte. Man sieht ebenfalls, dass der Helligkeitsabfall vor und nach dem Break in den verschiedenen Modellen zusammenhängt.

In der Literatur werden für den Parameter p zwei Werte favorisiert. In beiden Fällen stellt er eine universelle Konstante dar. Nach Sari et al. (1999) ist $p \approx 2.4$, während Kirk et al. (2000) $p = 2.23$ ableiten. Dies bedeutet aber, dass der Helligkeitsabfall nach dem Break ebenfalls um $\alpha_2 \approx 2.2...2.4$ liegen sollte, und deshalb auch für α_1 je nach Modell festgelegte Werte vorherrschen sollten. Ebenso sollte sich die spektrale Energieverteilung β immer in einem bestimmten Rahmen von entweder $\beta \approx 1.1...1.2$ ($\nu > \nu_c$) oder $\beta \approx 0.6...0.7$ ($\nu < \nu_c$) bewegen. Studien die dies untersuchten, konnten diesen Zusammenhang aber nur in einigen Fällen bestätigen (z.B., Frontera et al., 2000; Panaitescu & Kumar, 2001a,b, 2002; Kann et al., 2006).

Der Jet-Break: Ein Helligkeitsabfall könnte aber auch durch einen so genannten *Jet-Break* verursacht werden. Wie bereits erwähnt, erlangt der Beobachter, bedingt

durch die erhebliche relativistische Aberration, nur dann Kenntnis von einem GRB, wenn er sich zufällig im Jetkegel befindet. Anfangs ist der Lorentz-Faktor Γ der ausströmenden Materie am größten und somit der relativistische Öffnungswinkel Θ_{rel} am kleinsten. Das bedeutet, es ist nur ein sehr kleinen Teil der leuchtenden Stoßfront zu sehen und somit nicht erkennbar, ob es sich hierbei um eine isotrope Explosion handelt oder nicht. Wird aber mit der Zeit die Geschwindigkeit der ausfließenden Materie kleiner, so wird der relativistische Öffnungswinkel immer größer und nach einer gewissen Zeit wird $\Theta_{rel} \approx \Theta_{jet}$. Somit ist die komplette Strahlungsfläche des Jetkegels zu sehen und bei weiterer Zunahme des relativistischen Öffnungswinkels tritt keine neue Strahlungsfläche mehr hinzu. Dies verursacht einen steileren Abfall der Helligkeit als zuvor, was sich in der Lichtkurve als mehr oder weniger abrupten, achromatischen Knick (engl.: *break*) erkenntlich zeigt. Wenn der Zeitpunkt der Änderung des Helligkeitsabfalls, die so genannte *break time* bekannt ist, kann man mit Hilfe von Gl. (2) den Öffnungswinkel des Jets berechnen. Zu dem Zeitpunkt des Auftretens dieses *breaks* sollte $\Theta_{rel} \approx \Theta_{jet}$ sein, und aus Gl. (2) und mit $\Theta_{rel} \approx 1/\Gamma$ folgt (Sari et al., 1999):

$$\Theta_{jet} \approx \frac{1}{6} E_{52}^{-1/8} n_d^{1/8} \left(\frac{t_b}{1+z} \right)^{3/8} [rad]. \quad (11)$$

Für das Wind-Modell ergibt sich (Chevalier & Li, 2000):

$$\Theta_{jet} = 0.169 \left(\frac{2 t_b}{1+z} \right)^{1/4} E_{52}^{-1/4} \quad (12)$$

Gemäß diesen Gleichungen lassen sich der Öffnungswinkel des Jets und somit auch der so genannte *beaming*-Faktor abschätzen. Der *beaming*-Faktor ist das Verhältnis aus der Kugeloberfläche einer Sphäre und der Oberfläche einer Kugelkappe mit dem Öffnungswinkel Θ_{jet} , wobei noch ein Gegenjet (ein Faktor 2) berücksichtigt wird:

$$b \approx 4\pi / (2\pi\Theta_{jet}^2) \quad \text{für} \quad \Theta_{jet} \ll 1. \quad (13)$$

Für die tatsächlich freigesetzte Energie E_γ im Gammastrahlen-Band, die unter der Annahme einer isotropen Explosion errechnet wurde, gilt demnach:

$$E_\gamma \rightarrow E_\gamma / b. \quad (14)$$

Das bedeutet allerdings auch, dass die aus den *BATSE*-Daten bisher bestimmte Häufigkeitsrate \dot{N} der GRBs im Universum von ca. 1/Galaxie/Myr ebenfalls um den *beaming*-Faktor korrigiert werden muss:

$$\dot{N} \rightarrow \dot{N} \times b. \quad (15)$$

Der Rückwärts-Schock – reverse shock: Das typische Strahlungsmaximum liegt hier bei höheren Frequenzen als bei dem Vorwärts Schock (z.B., Mészáros & Rees, 1999; Sari et al., 1999). Der Helligkeitsverlauf folgt einem Potenzgesetz, allerdings ist ein schnellerer Helligkeitsverlust als bei dem Vorwärts-Schock zu erwarten. Daher ist der Rückwärts-Schock typischerweise nur wenige Minuten bis wenige Stunden nach dem GRB sichtbar und wurde somit vor dem Start des Satelliten *Swift* im November 2004 nur bei GRB 990123 (siehe Abb. 5; Akerlof et al., 1999) und GRB 021211 (Fox et al., 2003a; Li et al., 2003) entdeckt.

1.2.3 Weitere Eigenschaften der GRBs

Erste Untersuchungen zeigen, dass die mit dem *beaming*-Faktor korrigierte Energiefreisetzung eines GRBs immer in etwa derselben Größenordnung liegt; bei ca. $E_\gamma \approx 10^{52}$ erg (Frail et al., 2001). Auch scheint es als wäre die isotrope Energiefreisetzung eines GRBs mit dem Strahlungsmaximum (engl.: peak energy), der Energie bei der die meisten Photonen abgestrahlt werden, gekoppelt (Amati et al., 2002). Lediglich die so genannten XRFs (Röntgenblitze, in englisch X-Ray Flashes) fallen aus diesem Schema. Daher wird in der Literatur diskutiert ob XRRs (X-Ray Rich Bursts, röntgenreichen GRBs) und XRFs eine unterschiedliche Population der klassischen GRBs darstellen (Heise et al., 2001; Kippen et al., 2002). Sie können entweder einen unterschiedlichen intrinsischen Mechanismus als Ursprung haben oder der Unterschied ist eine natürliche Erweiterung der Energieverteilung hin zu niedrigeren Frequenzen. Der Unterschied ist wie folgt definiert (z.B., Sakamoto et al., 2005); XRF: $\log(S_X/S_\gamma) > 0$, XRR: $-0.5 < \log(S_X/S_\gamma) < 0$, GRB: $\log(S_X/S_\gamma) < -0.5$. Dabei ist S_X der Fluss im Röntgenbereich (2-30 keV) und S_γ der Fluss im Gammabereich (30-400 keV). Oft werden dabei XRRs und GRBs unter GRBs zusammengefasst und lediglich von den XRFs unterschieden. Es gibt mehrere Erklärungen für die energetischen Unterschiede von GRBs und XRFs. Eine attraktive Erklärung ist die von Rossi et al. (2002). Der gebündelte Materieausfluss ist nicht scharf abgegrenzt, sondern durch Stöße und Reibung wird der Lorentz-Faktor Γ zum Rand hin niedriger. Liegt nun der Beobachter nicht genau auf der Symmetrieachse des Jets, sieht er durch die starke relativistische Aberration nicht den harten GRB, sondern nur die etwas weichere Strahlung, die von den äußeren Bereichen des Jets abgestrahlt werden.

1.2.4 Der Ursprung der langen GRBs

Die Mechanismen des GRBs und des Afterglows waren zu Beginn der Arbeit recht gut verstanden, aber über den Ursprung der GRBs gab es noch keine eindeutigen Beweise. Alle Beobachtungsdaten deuteten darauf hin, dass es sich bei der zentralen Energiequelle um ein stellares, kompaktes Objekt (Neutronenstern oder Schwarzes Loch) handeln muss. Da die Verschmelzung von einem Neutronenstern-Paar zu einem Schwarzen Loch lediglich zu kurzen GRBs führen sollte (Fryer et al., 1999; Ruffert & Janka, 1999; Rosswog et al., 2003), muss es eine andere Erklärung für die langen GRBs geben. Die Modelle reichten von supermassereichen, schnell rotierenden Neutronensternen (Usov, 1992) über hochmagnetisierte Neutronensterne (Magnetare; Vietri & Stella, 1999; Wheeler et al., 2000) zu dem bis dahin attraktivsten Modell, dem Collapsar-Modell (Woosley, 1993; MacFadyen & Woosley, 1999). Nach dem Collapsar-Modell wird ein langer GRB durch den Kollaps des Kerns eines massereichen Sterns verursacht. Dabei führt der Kollaps, anders als bei einer gewöhnlichen Supernova, zu einem schnell rotierenden Schwarzen Loch, einem so genannten Kerr Loch, welches von einer Akkretionsscheibe in der Äquatorebene umgeben wird (MacFadyen & Woosley, 1999). Durch Wechselwirkungen zwischen dem Schwarzen Loch und der Akkretionsscheibe, dem so genannten Blandford-Znajek-Mechanismus (Blandford & Znajek, 1977), kann es zu extrem relativistischen ($\Gamma \gtrsim 100$) Materieausflüssen entlang der Rotationsachse kommen. Hat der Materiejet genügend Energie, kann er die äußere Hülle des Sterns durchdringen. Durch die entstehenden Schockwellen wird der Rest des Sterns zerrissen,

was sich in einer SN-Explosion zeigen sollte. Dabei ist der wahrscheinlichste Vorläufers-tern eines GRBs ein so genannter Wolf-Rayet-Stern. Wolf-Rayet-Sterne starten auf der Hauptreihe als Sterne mit $M > 20M_{\odot}$. Dadurch haben sie genügend Masse, um im Laufe ihrer Entwicklung Kernfusionen bis hin zum Eisen einleiten zu können. Übersteigt nun der Eisenkern die kritische Masse eines Neutronensterns, kann er zu einem Schwarzen Loch kollabieren. Außerdem zeigen Wolf-Rayet-Sterne am Ende ihrer Evolution starke Sternwinde ($v \gtrsim 2000 \text{ km s}^{-1}$). Sie verlieren dadurch erheblich an Masse (Massenverlusten bis zu $\approx 10^{-5}M_{\odot}$ pro Jahr) und sind daher sehr kompakte Sterne. Somit würde die äußere Hülle auch geringeren Widerstand gegenüber dem Materiejet bieten, wodurch dieser den Stern leichter durchdringen kann. Es wird dann erwartet, dass die SN-Explosion einer Typ Ib oder Ic ähneln sollte. Simulationen zeigen, dass genügend Drehmoment vorhanden sein muss, um eine Akkretionsscheibe um das entstehende Schwarze Loch zu bilden (MacFadyen & Woosley, 1999). Wolf-Rayet-Sterne müssten aber schon zuviel Drehmoment durch die abgestoßene Hülle verloren haben. Eine Lösung würde ein Binärsystem bieten, da durch Wechselwirkungen ein Begleiter wieder an Drehmoment gewinnen kann (Fryer & Heger, 2005).

Verbindungen zu massereichen Sternen Wenn die oben genannten Modelle richtig sind, müssten lange GRBs eng in Verbindung mit massereichen Sternen stehen. Beim Collapsar-Modell stehen sie im direkten Zusammenhang.

GRB 970828 konnte durch Röntgen-Beobachtungen auf 0.5 Bogenminuten genau lokalisiert werden. Bereits wenige Stunden später wurden tiefe Beobachtungen ($R_{lim} \approx 23.8 \text{ mag}$) mit optischen Teleskopen vorgenommen, aber trotzdem wurde kein Afterglow entdeckt (Groot et al., 1998). Durch die Entdeckung eines Radio-Afterglows konnte allerdings die Muttergalaxie bei einer Rotverschiebung von $z = 0.9587$ identifiziert werden (Djorgovski et al., 2001). Durch die bekannte Rotverschiebung und die Röntgen- und Radiobeobachtungen konnte nun die erwartete Helligkeit im Optischen abgeschätzt werden. Am Ort der Explosion musste eine hohe Absorption von $A_V \gtrsim 3.8 \text{ mag}$ vorgeherrscht haben, damit der Afterglow bei $t = 4$ Stunden nach dem GRB bis auf $R_{lim} \approx 23.8 \text{ mag}$ nicht detektiert werden konnte. Diese Entdeckung prägte den Begriff 'Dark Burst' für GRBs mit hinreichend genauer Röntgen-Detektion aber keinem optischen Afterglow. Nach Paczyński (1998) ist dies ein Hinweis auf die Verbindung zu massereichen Sternen. Wenn GRBs tatsächlich mit massereichen Sternen zusammenhängen, dann könnte es sein, dass sie noch nicht aus ihren Sternentstehungsgebieten hinaus gewandert sind. Deswegen könnte auch eine hohe visuelle Extinktion erwartet werden. Es wurden im Laufe der Jahre noch weitere Dark Bursts gefunden, aber in den meisten Fällen konnte nicht eindeutig geklärt werden, ob deren optischer Afterglow tatsächlich durch Extinktion soweit abgeschwächt wurde, so dass es nicht möglich war ihn zu entdecken, oder ob er einfach nur intrinsisch schwach war (Klose et al., 2003).

Studien über die Muttergalaxien der GRBs zeigen, diese sind meistens leuchtschwache, blaue, irreguläre Zwerggalaxien mit hoher spezifischer Sternentstehungsrate und einer geringen Metallizität (Chary et al., 2002; Le Floc'h et al., 2003). Dies kann man als weiteren Hinweis für die Verbindung massereicher Sterne zu GRBs deuten. Weiter konnten detaillierte *Hubble Space Telescope* (HST) Beobachtungen zeigen, dass die räumliche Verteilung der GRBs in ihren Muttergalaxien zu einer hohen Wahrscheinlich-

keit mit der räumlichen Verteilung der Sternentstehungsgebiete im lokalen Universum übereinstimmt (Bloom et al., 2002a).

Das sind genügend Hinweise, um lange GRBs mit massereichen Sternen in Zusammenhang zu bringen, doch sie sind zunächst nur von indirekter Natur.

Die Supernovae - GRB Verbindung *BeppoSAX* lieferte für GRB 980425 eine 8 Bogenminuten große Röntgen-Fehlerbox. Nur wurde zunächst darin kein optischer Afterglow gefunden. Allerdings war eine große Spiralgalaxie (ESO 184-G82, $z = 0.0085$, Tinney et al., 1998) in diesem Feld, in deren Seitenarm gerade eine heller werdende SN (SN 1998bw) sichtbar wurde. SN 1998bw war auch noch eine recht außergewöhnliche SN. Sie war von dem seltenen Typ Ic, für diesen Typ sehr energiereich und zeigte starke Linienverbreiterungen, was auf hohe Expansionsgeschwindigkeiten schließen ließ (Iwamoto et al., 1998). Außerdem wurden noch Anzeichen einer Asymmetrie gefunden (Höflich et al., 1999; Mazzali et al., 2001). Da die Wahrscheinlichkeit recht klein ist, dass zufällig in einem 8' großen Feld eine SN auftaucht, die auch noch so außergewöhnlich wie SN 1998bw ist und der Zeitpunkt der Explosion der SN mit dem Zeitpunkt von GRB 980425 zusammenfällt, wurde angenommen, dass diese zwei Phänomene den gleichen Ursprung hatten (Galama et al., 1998a). Das Nichtauftreten eines Afterglows kann damit erklärt werden, dass der relativistische Ausfluss nicht direkt zur Erde gerichtet war und somit nicht entdeckt werden konnte. Dies würde auch erklären warum die gemessene Gammastrahlenenergie um vier Größenordnungen kleiner war als bei gewöhnlichen GRBs (Galama et al., 1998a).

Ob diese Phänomene tatsächlich zusammengehören war zu Beginn der vorliegenden Arbeit umstritten. Deshalb wurde weiter nach Hinweisen über die Zusammengehörigkeit von GRBs und SNe gesucht. Kurz darauf wurden welche in der Afterglow-Lichtkurve von GRB 980326 gefunden, also einem GRB, der einen knappen Monat vorher entdeckt wurde. Zwei Wochen nach dem GRB wurde eine Abflachung der Lichtkurve beobachtet und diese fälschlicherweise als den Einfluss der unterliegenden Muttergalaxie gedeutet. Durch GRB 980425/SN 1998bw motiviert wurde der Afterglow von GRB 980326 nochmal einige Zeit später beobachtet. Was für die Muttergalaxie gehalten wurde, war plötzlich verschwunden. Späte *HST*-Beobachtungen zeigten eine Galaxie mit einer Helligkeit von $V = 29.25 \pm 0.25$ (Fruchter et al., 2001). Die Abflachung der Lichtkurve muss also eine andere Ursache gehabt haben. Bloom et al. (1999) konnten diese Erscheinung durch den Einfluss einer unterliegenden SN erklären. SN 1998bw hatte ihr Helligkeitsmaximum etwa zwei bis drei Wochen nach der Explosion, also etwa zu der Zeit als die Abflachung in der Lichtkurve des Afterglows von GRB 980326 sichtbar wurde. Unter der Annahme, dass die unterliegende SN von GRB 980326 die gleichen Eigenschaften wie SN 1998bw hat, konnten Bloom et al. (1999) sogar eine Abschätzung der Rotverschiebung machen, da dies durch ein Spektrum leider nicht möglich war. Denn die Helligkeit war bereits zu schwach, als der Afterglow entdeckt wurde. Sie kamen auf eine Rotverschiebung von $z \approx 1$.

Diese Abflachungen oder in einigen Fällen auch Aufhellungen in den Lichtkurven der Afterglows wurde dann noch in mehreren anderen Fällen gesehen (siehe Abb. 7). Diese Aufhellungen könnten allerdings auch andere Ursachen haben, wie so genannte *refreshed shocks* (Rees & Mészáros, 1998), oder so genannte Lichtechos bewirkt durch kosmischen Staub (Waxman & Draine, 2000; Esin & Blandford, 2000; Reichart, 2001).

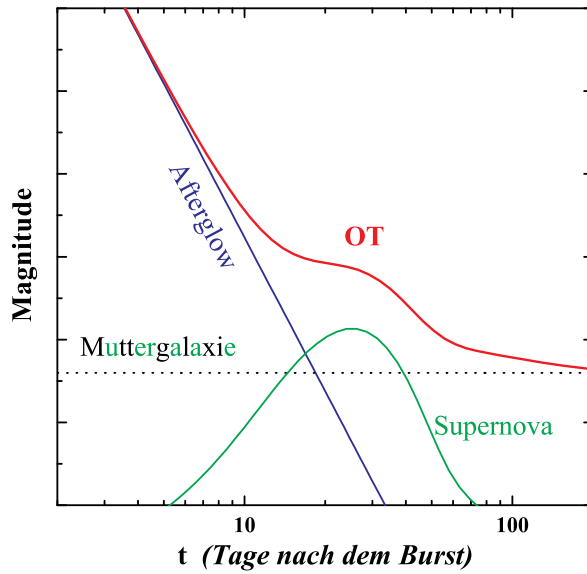


Abbildung 7. Der *optical transient* (OT) ist eine Summe aus dem Strahlungsfluss des Afterglows (zu frühen Zeiten dominierend), dem Strahlungsfluss einer darunter liegenden Supernova (zu mittleren Zeiten dominierend) und eines konstanten Strahlungsflusses der Muttergalaxie (zu späteren Zeiten dominierend).

1.3 Motivation und Ziele der Arbeit

Die Hauptmotivation der vorliegenden Arbeit liegt im Auffinden von Signaturen massereicher Sterne in den Lichtkurven von GRB-Afterglows. Es soll geprüft werden, ob in allen Afterglow-Lichtkurven Anzeichen zu finden sind, die den Vorhersagen des Collapsar-Modells entsprechen (s. § 1.2.4). Außerdem sollen die Eigenschaften der Afterglows detailliert untersucht werden, um zum einen den Parameterraum der Afterglow-Parameter zu erforschen und mit den theoretischen Modellen zu vergleichen und zum anderen durch das Einsetzen der Parameter in die Modelle Aufschlüsse über die Beschaffenheit der Umgebung der GRBs zu erhalten (s. § 1.2.2).

Da GRBs recht kurzlebige Erscheinungen sind und die Konkurrenz in diesem Forschungszweig sehr hoch ist, werden die Daten häufig sehr schnell veröffentlicht. Dies führt aber wiederum dazu, dass die benutzten Datensätze meist unvollständig sind, da oft späte Nachfolgebeobachtungen über die Muttergalaxie noch fehlen. Außerdem benutzen die meisten Gruppen nur ihre eigenen Datensätze für ihre Analyse. Das kann dazu führen, dass die Ergebnisse zu ein und demselben GRB von Gruppe zu Gruppe unterschiedlich ausfallen. Ein Beispiel ist GRB 970228: Reichart (1999) findet einen Helligkeitsabfall des Afterglows von $\alpha = 0.61 \pm 0.32$, während Galama et al. (2000) $\alpha = 1.51 \pm 0.06$ aus den Lichtkurven ableiten. Aus diesen Gründen fällt es schwer, eine einheitliche statistische Analyse an den Afterglows durchzuführen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es daher, alle verfügbaren Daten von GRB Afterglows im Optischen und NIR zu sammeln und mit der gleichen Routine zu analysieren. Die auf diese Weise erhaltenen konsistenten Ergebnisse werden dann statistisch weiterverarbeitet. Nur so können statistisch wertvolle Aussagen über das ganze GRB-Ensemble getroffen werden.

Seit Beginn der Arbeit hat sich die Forschung auf diesem Gebiet rasch weiterentwickelt. Es gibt mittlerweile einige Veröffentlichungen, die vergleichbare Untersuchungen, wie sie in der vorliegenden Arbeit gemacht wurden, durchgeführt haben. Dies sind hauptsächlich Untersuchungen über die Afterglow-Parameter α und β (Yost et al., 2003;

Frail et al., 2004; Stratta et al., 2004; Gendre & Boër, 2005; Panaitescu, 2005a,b). Allerdings wurden in den meisten Fällen die Parameter aus der Literatur übernommen, was zu den obigen Problemen führt, und/oder der Datensatz war in allen Fällen geringer. Daher ist die vorliegende Arbeit die bisher vollständigste Analyse der Optischen/NIR Daten von GRB-Afterglows. Weiter konnte die von Ghirlanda et al. (2004) beschriebene Korrelation der tatsächlichen Energiefreisetzung und dem Strahlungsmaximum im Gammaband mit den in dieser Arbeit verwendeten Daten bestätigt werden.

Die wohl wichtigste Entdeckung seit Beginn der Arbeit war der spektroskopische Beweis einer unterliegenden Supernova, SN 2003dh, bei GRB 030329 (z.B., Hjorth et al., 2003b; Matheson et al., 2003). Dieser GRB lag bei einer sehr geringen Rotverschiebung von $z = 0.1685$ (Greiner et al., 2003b) und erreichte daher eine hohe scheinbare Helligkeit. Dies ermöglichte es den Afterglow viele Wochen lang spektroskopisch zu untersuchen. Die Spektren des Afterglows zeigten mit fortschreitender Zeit zunehmend die Eigenschaften einer unterliegenden SN vom gleichen Typ wie SN 1998bw.⁴ Dies war der erste direkte Beweis, dass zumindest bei einigen GRBs die Aufhellungen in deren Afterglow-Lichtkurven tatsächlich von unterliegenden SNe stammen. Es konnte aber immer noch nicht ausgeschlossen werden, ob alle GRBs tatsächlich mit SNe verknüpft sind. Die durch diese Arbeit erhaltene Ergebnisse konnten dies aber beweisen (Zeh et al., 2004, 2005).

Neueste Untersuchungen zeigen, dass XRFs und GRBs vermutlich ein und das selbe Phänomen darstellen (Sakamoto et al., 2005). Auch die spektroskopische Entdeckung einer GRB-SN in XRF 020903 (Soderberg et al., 2004) unterstützt diese Vermutung. In dieser Arbeit wird deshalb nicht weiter in XRFs und GRBs unterschieden. Die Bezeichnungen werden zwar aus der Literatur übernommen, die Daten eines XRFs werden aber entsprechend denen eines GRBs behandelt.

2 Das Datenmaterial

In dieser Arbeit werden fast ausschließlich nur optische und NIR-Daten von GRB-Afterglows in Betracht gezogen. Der Grund liegt einfach an der Anzahl der Datenmenge. In diesem Frequenzbereich liegen die meisten Daten vor. Außerdem bestand durch das institutseigene Teleskop und durch die Einbindung in *GRACE* (***G**amma-**R**ay **B**urst **A**fterglow **C**ollaboration at **E**SO*) Möglichkeiten dieses Datenensemble noch zu vergrößern.

2.1 Beobachtungsdaten aus der Literatur

Diese Arbeit beruht zu einem beachtlichen Teil auf die Auswertung bereits veröffentlichter Daten. Deshalb nahm die Beschaffung des Datenmaterials einen großen Anteil der Zeit in Anspruch. Es wurden die Beobachtungsdaten aus nahezu allen bisher veröffentlichten wissenschaftlichen Publikationen aus Referee-Zeitschriften und GCN-Zirkularen

⁴Bis zum Ende der Arbeit wurden noch drei weitere eindeutige spektroskopische Beweise einer unterliegenden SN bei einem GRB-Afterglow veröffentlicht: GRB 031203 (Malesani et al., 2004), XRF 020903 (Soderberg et al., 2004) und bei dem erst kürzlich entdeckten GRB 060218 (Masetti et al., 2006).

entnommen. Dabei wurde auch auf das Datenmaterial von Zeh (2002) und Kann (2004) zurückgegriffen.

In der vorliegenden Arbeit werden alle GRBs, die vor dem Jahr 2005 beobachtet wurden, behandelt. Diese Grenze ist notwendig, da für viele GRBs ab dem Jahre 2005 noch keine oder nur unvollständige Datensätze veröffentlicht wurden. Bis Ende 2004 wurde bei 63 GRBs ein Afterglow im Optischen/NIR entdeckt. 59 hatten genügend publizierte Datenpunkte, um deren Lichtkurve in wenigsten einem photometrischen Band analysieren zu können.

2.2 Eigene Beobachtungen

Zusätzlich zu den bereits veröffentlichten Daten wurden noch Beobachtungen einiger Muttergalaxien mit dem 3.5 m-Teleskop auf dem Calar Alto, Spanien, durchgeführt. Im März und Mai 2003 wurden die Muttergalaxien von GRB 990123, 991208, 010921 im V , R_C und I_C -Band aufgenommen. Die Ergebnisse wurden zum Teil in Kann et al. (2005) veröffentlicht. Dazu kommen noch Beobachtungen, die mit dem Tautenburger 1.34m Schmidt Teleskop durchgeführt wurden. Hier wurden vor allem der Afterglow des GRB 030329 in mehreren Filtern beobachtet.

2.3 Auswahlkriterien für die Einbindung der Daten

Bevor die Daten ausgewertet werden konnten, mussten sie gründlich evaluiert werden. Ein großes Problem in der Evaluierung der Daten lag darin, dass viele Beobachtungspunkte mehrfach in verschiedenen Arbeiten veröffentlicht wurden, wobei bei einigen nicht genau erkenntlich war, von welchem Teleskop/Instrument die Daten stammten. In solchen Fällen war es sehr schwierig die Originaldaten zu extrahieren, vor allem wenn noch diverse Rundungen im Zeitpunkt oder der scheinbaren Helligkeit vorgenommen wurden. Weil Daten aus den *GCNs* meist nur grob photometrisch kalibriert waren, mussten sie oft aussortiert werden. Da die meisten *GCN*-Daten aber in späteren Publikationen in Referee-Zeitschriften mit Kalibration angegeben waren, gab es derart keinen großen Datenverlust. In einigen Fällen, in denen ein Aufsatz in einem Referee-Journal veröffentlicht wurde, hatte der Autor Daten aus seinen früher veröffentlichten *GCNs* nicht mit aufgenommen. Die daraus gezogene Schlussfolgerung war, dass die fehlenden Daten offenbar fehlerhaft sein müssen. Solche Daten wurden dann aussortiert. Im wesentlichen baut sich das hier verwendete Datenmaterial also aus den Daten auf, die in wissenschaftlichen Arbeiten veröffentlicht wurden, zusätzlich einigen Datenpunkten aus *GCNs*. Letztere repräsentieren meist späte Nachfolgebeobachtungen.

Weiter wurde berücksichtigt, dass einige Autoren die publizierten photometrischen Daten bezüglich der galaktischen Extinktion korrigiert hatten, andere aber nicht. Auch hatten einigen Autoren die scheinbare Helligkeit der Muttergalaxie herauskorrigiert, um so nur die scheinbare Helligkeit des Afterglows zu erhalten. Letzteres Verfahren wurde in der vorliegenden Arbeit nicht übernommen, da es sich bei Beobachtungen zu späteren Zeiten, wenn die Helligkeit der Muttergalaxie dominiert, als ungeeignet erwies. Denn bei Umrechnungen der Fehler der scheinbaren Helligkeiten in Strahlungsflussdichten ergaben sich teilweise Strahlungsflussdichten bzw. Fehlerbalken, die in den negativen Bereich hineinreichten. Daher verbietet sich bei diesem Verfahren eine ge-

nauere Aussage über das Verhalten der Afterglows zu späteren Zeiten. Konnten diese scheinbaren Helligkeiten durch ungenügende Angaben der Autoren über den Korrekturvorgang nicht mehr rückgängig gemacht werden, wurden solche Daten daher prinzipiell weggelassen.

Mit dem *Hubble Space Telescope* (HST) war es manchmal möglich, den Afterglow optisch von der Muttergalaxie zu trennen und somit nur die scheinbare Helligkeit des Afterglows zu ermitteln. In solchen Fällen wurde die Strahlungsflussdichte der Muttergalaxie zu der des Afterglows hinzuaddiert, damit die Datenpunkte in die Lichtkurve mit eingebunden werden konnten.

Ein weiteres Problem sind die unterschiedlichen photometrischen Filtersätze. Zu den gängigsten photometrischen Systemen im Optischen zählt das *Johnson UBVRI* und das *Cousins UBV_RI_C*, sowie auch *Bessel-* oder *Harris-*System. Oftmals wurde nicht explizit angegeben, mit welchem Filtersatz eine Aufnahme gemacht wurde. Hier wurde dann angenommen, dass es sich um das *Cousins-*, bzw. den nahezu identischen *Bessel-* oder *Harris-*System handelt. Allerdings haben einige Teleskope einen zu den Standardsystemen stark unterschiedlichen Filtersatz. Diese Daten können dann nicht ohne weiteres miteinander gemischt werden. Wenn mehrere Datenpunkte dieses Typs vorhanden waren, konnte meist ein konstanter Versatz festgestellt werden, der wegen der Achromasie des Afterglows leicht durch die Addition einer Konstante korrigiert werden konnte. Waren aber nur wenige Datenpunkte vorhanden, mussten diese dann weggelassen werden. Daten aus anderen Filtersystemen, wie *Gunn* (siehe z.B. <http://www.ctio.noao.edu/instruments/filters/>) oder *Sloan* wurden von den anderen jedoch getrennt, da sich deren Filtercharakteristika stark von den *Cousins*-Filtercharakteristika unterscheiden.

Eine gewisse Schwierigkeit stellen Beobachtungen mit dem HST dar. Das HST ist ein sehr wichtiges Instrument für die Erforschung von GRBs, da es bis zu Helligkeiten von $V \approx 29$ mag vordringen kann und es somit in der Lage ist, Afterglows bis zu sehr schwachen scheinbaren Helligkeiten zu verfolgen, bzw. die zum Teil sehr leuchtschwachen Muttergalaxien aufzuspüren. Allerdings hat das HST ein eigenes Filtersystem, welches deutlich von dem *Cousins* System abweicht. Somit konnten die mit dem HST gemessenen scheinbaren Helligkeiten erst in die Auswertung mit eingebunden werden, wenn sie zuvor in das *Cousins*-System transformiert worden waren.

In einigen weiteren Fällen schließlich wurden von den Autoren z.B. R_C -Band Helligkeiten aus gemessenen V - und I_C -Band Helligkeiten interpoliert. Prinzipiell wurden auf diese Weise abgeschätzte scheinbare Helligkeiten nicht in die vorliegende Arbeit mit einbezogen, da hier die Annahmen, die man über die spektrale Energieverteilung des OTs machen muss und die daraus folgenden Unsicherheiten zu groß sind.

Außerdem wurden auch einige potentielle Druckfehler weggelassen, die sich als starke Ausreißer in den Lichtkurven zu erkennen gaben.

3 Die Datenanalyse

3.1 Die Bestimmung der Afterglow-Parameter

Die Theorie sagt voraus (Kapitel 1.2.2), dass die Strahlungsflussdichte der Afterglows bei der Frequenz ν dem Verlauf $F_\nu \sim t^{-\alpha}$ folgt, wobei α eine Konstante ist. Demgemäß

wurde für die Beschreibung der Lichtkurven folgender Ansatz gemacht:

$$F_\nu(t) = F_\nu(t_0)(t/t_0)^{-\alpha}. \quad (16)$$

Hier sind t und t_0 zwei beliebige Zeiten nach dem GRB, zu denen die Strahlungsflussdichte bekannt ist. Mit Tabelle 12 in scheinbare Helligkeiten umgeformt lautet Gl. (16) demnach

$$m(t) = m(t_0) + 2.5 \alpha \log(t/t_0). \quad (17)$$

Der Zeitpunkt t_0 kann beliebig angenommen werden. Im weiteren wurde $t_0 = 1$ Tag gesetzt.

Diese Gleichungen können aber nur begrenzt angewendet werden, da bei Beobachtungen mit erdgebundenen Teleskopen im allgemeinen der Afterglow sich nicht von der unterliegenden Muttergalaxie optisch trennen (auflösen) lässt. Denn bei Rotverschiebungen in der Größenordnung von $z = 1$ erscheint auch diese im allgemeinen punktförmig. Die Strahlungsflussdichte des beobachteten temporären Objekts (engl.: *optical transient*, kurz: OT) ist demnach eine Summe der Strahlungsflussdichten des Afterglows (AG) und der darunter liegenden Muttergalaxie (engl.: *host*):

$$F_\nu^{OT}(t) = F_\nu(t_0)(t/t_0)^{-\alpha} + F_\nu^{host}, \quad (18)$$

bzw. umgeformt in scheinbare Helligkeiten:

$$m_{OT}(t) = -2.5 \log(10^{-0.4m_0} t^{-\alpha} + 10^{-0.4m_{host}}). \quad (19)$$

Hier ist F_ν^{host} die Strahlungsflussdichte der Muttergalaxie bei einer bestimmten Frequenz ν , m_0 die scheinbare Helligkeit des Afterglows zum Zeitpunkt $t_0 = 1$ Tag und m_{host} die scheinbare Helligkeit der Muttergalaxie im jeweiligen photometrischen Band.

Im Falle eines *breaks* in der Lichtkurve (Kapitel 1.2.2) kann diese Gleichung allerdings nicht mehr benutzt werden. Um die Lichtkurve weiterhin gut zu beschreiben, ist eine Erweiterung der Gl. (19) notwendig. In der Literatur werden verschiedene Ansätze gemacht, um diese Erweiterung zu erreichen. Die einfachste Methode den Afterglow alleine zu beschreiben, ist die eines gebrochenen Potenzgesetzes (engl.: *broken power law*) folgender Form:

$$F_\nu(t) = \begin{cases} F_\nu(t_b)(t/t_b)^{-\alpha_1}, & \text{wenn } t \leq t_b \\ F_\nu(t_b)(t/t_b)^{-\alpha_2}, & \text{wenn } t > t_b \end{cases}. \quad (20)$$

Hier ist wieder F_ν die vom Beobachter gemessene Strahlungsflussdichte des Afterglowlichts, t die Zeit in Tagen nach dem Burst und t_b der Zeitpunkt des Übergangs von einem Helligkeitsabfall α_1 zu einem mit α_2 (engl.: *break time*), ebenfalls in Tagen angegeben. Das ist die einfachste Form, die Afterglow-Lichtkurve einer analytischen Funktion anzupassen. Sie entspricht der Gl. (16) mit der Aufspaltung der Datenpunkte vor und nach t_b und einem abrupten Übergang von einem Helligkeitsabfall der Größe α_1 zu einem mit α_2 . Dieser einfache Ansatz ist aber im wesentlichen praktisch ungeeignet, da der Zeitpunkt des *breaks* bekannt sein muss, d.h. die *break time* muss per Auge aus der Lichtkurve abgeschätzt werden.

Eine weitere analytische Funktion wird von Harrison et al. (1999) vorgeschlagen. Sie lautet:

$$F_\nu(t) = \frac{F_\nu(t_b)}{1 - e^{-1}} \left(\frac{t}{t_b} \right)^{-\alpha_1} \frac{[1 - e^{-\epsilon}]}{\epsilon}, \quad (21)$$

wobei $\epsilon = (t/t_b)^{\alpha_2 - \alpha_1}$ ist.

Diese Funktion hat den Vorteil, stetig und auch flexibler zu sein als Gl. (20). Sie ermöglicht einen langsamen Übergang zwischen α_1 und α_2 , was den Erwartungen an die Beobachtung eher entspricht, als ein abrupter.

Ein dritter und ähnlicher Ansatz wird von Stanek et al. (1999) benutzt:

$$F_\nu(t) = \frac{2 F_\nu(t_b)(t/t_b)^{-\alpha_1}}{1 + (t/t_b)^{\alpha_2 - \alpha_1}}. \quad (22)$$

Beide Funktionen (Gln. 21, 22) haben aber den Nachteil, dass damit die Schärfe des *breaks* empirisch nicht erfasst werden kann. Dies wird erst mit dem Ansatz von Beuermann et al. (1999) erreicht:

$$F_\nu(t) = (F_1(t)^{-n} + F_2(t)^{-n})^{-1/n}, \quad F_i(t) = k_i t^{-\alpha_i}, \quad i = 1, 2; n > 0. \quad (23)$$

Hier sind die k_i einfache Konstanten. Diese Funktion verbindet auf einfache Art den frühen ($t \ll t_b$; $F_\nu(t) \rightarrow F_1(t)$) und den späteren Verlauf ($t \gg t_b$: $F_\nu(t) \rightarrow F_2(t)$) eines Afterglows, wobei der *break* zum Zeitpunkt stattfindet, an dem $F_1 = F_2$ ist; n beschreibt hierbei die Abruptheit des Übergangs. Gleichung (23) kann in wenigen Zwischenschritten in eine numerisch stabilere Gleichung umgeformt werden, die den Vorteil hat, nur die physikalisch interessanten Parameter α_1, α_2, t_b und n zu enthalten (Rhoads & Fruchter, 2001):

$$F_\nu(t) = F_\nu(t_b) 2^{1/n} [(t/t_b)^{\alpha_1 n} + (t/t_b)^{\alpha_2 n}]^{-1/n}. \quad (24)$$

Wird in Gl. (24) $n = 1$ gesetzt, folgt Gl. (22) daraus, deren Erweiterung sie ist. Mit Berücksichtigung der Strahlungsflussdichte der Muttergalaxie F_ν^{host} und nach Umwandlung in scheinbare Helligkeiten ergibt sich die Form des verwendeten Ansatzes für die Beschreibung der Lichtkurven eines OTs zu:

$$m_{OT}(t) = -2.5 \log\{10^{-0.4 m_k} [(t/t_b)^{\alpha_1 n} + (t/t_b)^{\alpha_2 n}]^{-1/n} + 10^{-0.4 m_{host}}\}. \quad (25)$$

Diese Funktion besitzt 6 freie Parameter, mit denen die Lichtkurven der OTs angepasst werden können:

- α_1 und α_2 , welche die Stärke des jeweiligen Helligkeitsabfalls des Afterglows beschreiben,
- den Zeitpunkt des *breaks* t_b
- die scheinbare Helligkeit der Muttergalaxie m_{host} ,
- die Konstante m_k und
- n , der als Schärfe des Übergangs von α_1 zu α_2 interpretiert werden kann.

An den Parametern α_1, α_2 und t_b ist man primär interessiert, da diese wichtig sind für die physikalische Beschreibung eines Afterglows. Der Parameter n könnte in direktem Zusammenhang stehen mit dem Versatz des Beobachters relativ zur Jetachse. Es liegt folgende Vermutung vor: wenn $n \rightarrow \infty$ geht, liegt der Beobachter genau in Richtung der Jetachse, d.h. der Übergang ist sehr abrupt und zwar in dem Moment, in dem der relativistische Öffnungswinkel Θ_{rel} die Größe von Θ_{Jet} , dem Öffnungswinkel des Jets erreicht hat. Geht allerdings $n \rightarrow 0$, liegt der Beobachter vermutlich in Richtung des Randes des Jetkegels und der Übergang ist sehr fließend.

3.2 Die unterliegenden GRB-Supernovae

Bei 13 der in dieser Arbeit untersuchten Afterglows treten in deren Lichtkurven zu späteren Zeiten Abweichungen zum theoretischen Verlauf des Afterglows auf. Diese Abweichungen treten in Form von Extra-Licht meist zwischen dem 10. und 40. Tag in Erscheinung. Nach der allgemein vorherrschenden Auffassung (s. Kapitel 1.2.4) kann dieses Extra-Licht als die Strahlung einer unterliegenden Supernova-Explosion interpretiert werden. Im weiteren wird diskutiert wie vorgegangen wurde, um die Eigenschaften dieser SNe zu bestimmen.

Die Methodik

In Kapitel 1.2.4 wurde darauf hingewiesen, dass die Supernova SN 1998bw höchstwahrscheinlich physikalisch mit GRB 980425 verbunden ist. Da diese Supernova in der näheren galaktischen Nachbarschaft (Entfernung ≈ 38 Mpc) auftrat, gab es dazu detaillierte photometrische Untersuchungen (Abb. 8).

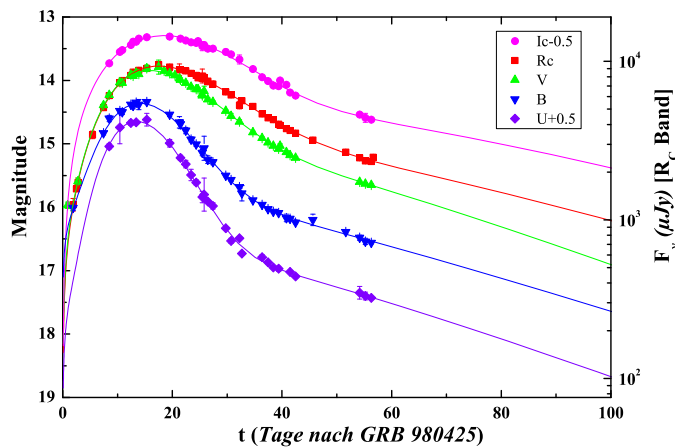


Abbildung 8. Die Lichtkurven von SN 1998bw in $UBVR_CI_C$ (Galama et al., 1998a). Sie werden im weiteren als Referenzkurven benutzt, um den Verlauf einer Supernova-Lichtkurve in einem beliebigen photometrischen Band bei einer beliebigen Rotverschiebung vorauszusagen. Die Strahlungsflussdichte in der rechten Ordinate bezieht sich auf das R_C -Band.

In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass diese Supernova als Referenzobjekt für eine GRB-Supernova benutzt werden kann. Die Rotverschiebung von SN 1998bw ist $z = 0.0085$ (Tinney et al., 1998) und somit so gering, dass kosmologische Korrekturen vernachlässigt werden können. Der nächste Schritt ist, die Lichtkurven dieser Supernova, welche bereits von der geringen galaktischen Extinktion befreit sind (Galama et al., 1998a, Abb. 8) in den verschiedenen photometrischen Bändern zu höheren Rotverschiebungen zu verschieben. Mit anderen Worten, die Frage ist: Wie wäre das Erscheinungsbild der Lichtkurven dieser Supernova in $U, B, V, R_C, I_C, J, H, K$ gewesen, wenn sie bei einer (beliebigen) Rotverschiebung z aufgetreten wäre? Hierzu müssen kosmologische Effekte berücksichtigt werden.

Für kosmologische Entfernungen gilt folgender Zusammenhang zwischen dem Strahlungsstrom F ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$), den der Beobachter misst, und der bolometrischen Leuchtkraft L der Quelle:

$$F(z) = \frac{L}{4\pi d_L(z)^2}. \quad (26)$$

Hierbei ist d_L die Leuchtkraftentfernung. Sie ist abhängig von der Rotverschiebung z

und dem verwendeten kosmologischen Modell. Es gilt (z.B. Perlmutter et al., 1997):

$$d_L(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda, H_0) = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z [(1+z')^2 (1 + \Omega_M z') - z'(2+z') \Omega_\Lambda]^{-1/2} dz', \quad (27)$$

sofern $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ ist. Hierbei sind Ω_M der Dichteparameter, Ω_Λ die kosmologische Konstante, H_0 der heutige Wert der Hubble-Konstanten und c die Lichtgeschwindigkeit. Im weiteren wurde folgendes kosmologische Modell angenommen: $\Omega_M = 0.3$; $\Omega_\Lambda = 0.7$ und $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Perlmutter et al., 1997).

Will man einen Zusammenhang zwischen der Strahlungsflussdichte F_ν ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) und der spezifischen Leuchtkraft L_ν bei einer bestimmten Frequenz ν erhalten, so muss berücksichtigt werden, dass die Strahlungsquelle die Photonen mit einer höheren Frequenz emittiert hat, als sie der Beobachter misst. Somit ergibt sich:

$$F_\nu(z) = (1+z) \frac{L_{(1+z)\nu}}{4\pi d_L(z)^2}. \quad (28)$$

In Wellenlängen angegeben lautet Gl. (28) folgendermaßen:

$$F_\lambda(z) = \frac{1}{1+z} \frac{L_{\lambda/(1+z)}}{4\pi d_L(z)^2}. \quad (29)$$

Die Helligkeitsdifferenz eines Objektes bei unterschiedlichen Rotverschiebungen wird demnach angegeben zu:

$$\begin{aligned} m_\lambda(z = z_1) - m_\lambda(z = z_2) &= -2.5 \log \frac{F_\lambda(d_L = d_1; z_1)}{F_\lambda(d_L = d_2; z_2)} \\ &= -2.5 \log \left\{ \frac{1+z_2}{1+z_1} \frac{L_{\lambda/(1+z_1)}}{L_{\lambda/(1+z_2)}} \right\} + 2.5 \log \frac{d_2^2}{d_1^2}. \end{aligned} \quad (30)$$

Im photometrischen Band Y mit einer Transmission $S(\lambda)$ gilt für einen beobachteten Strahlungsstrom:

$$\tilde{F}_Y = \int_0^\infty S_Y(\lambda) F_\lambda d\lambda. \quad (31)$$

Somit ergibt sich letztendlich eine Gleichung zur Berechnung einer Helligkeitsdifferenz eines Objektes in unserer Nähe ($z \approx 0$) und bei einer Rotverschiebung z , die mit einem beliebigen photometrischen Filter Y gemessen wird:

$$m_Y(z, d_1) - m_Y(0, d_2) = k_Y + 5 \log \frac{d_2}{d_1} \quad (32)$$

Der erste Term auf der rechten Seite ist die kosmologische k -Korrektur. Sie enthält den Effekt der kosmologischen Rotverschiebung im Band Y :

$$k_Y = -2.5 \log \left\{ \frac{1}{1+z} \frac{\int_0^\infty S_Y(\lambda) L_{\lambda/(1+z)} d\lambda}{\int_0^\infty S_Y(\lambda) L_\lambda d\lambda} \right\}. \quad (33)$$

Für S_λ wurden die Transmissionskurven von *Bessel*-Filtern benutzt. Diese werden auf einer Internetseite⁵ der *European Southern Observatory* für das VLT-FORS1 mit einer Referenz zu Bessell (1979) bereitgestellt. Für die Transformation zwischen photometrischen Magnituden und Strahlungsflussdichten wurden die Kallibrationskonstanten aus Tabelle 12 benutzt. Mit Gl. (32) ist es somit möglich die Lichtkurven von SN 1998bw auf eine beliebige Rotverschiebung z zu transformieren. Allerdings müsste dabei die spezifische Leuchtkraft bei verschiedenen Wellenlängen für sämtliche Zeitpunkte, d.h. ein zeitabhängiges Spektrum bekannt sein. Da für SN 1998bw ein solches zeitabhängiges Spektrum nicht vorlag, musste aus den photometrischen Lichtkurven ein solches interpoliert werden. Dabei müssen gewisse Eigenschaften der Spektralen Energieverteilung (SED) von SN 1998bw beachtet werden, die sich mit der Zeit entwickeln. Die Lichtkurven von SN 1998bw in den verschiedenen photometrischen Bändern erreichen ihr Maximum zu verschiedenen Zeiten t_ν^{\max} , haben dort verschiedene Strahlungsflussdichten $F_\nu^{\max} = F_\nu(t_\nu^{\max})$ und verschiedene Formen. Als Beispiel für die Vorgehensweise möchte ich hier das numerische Verfahren am U - und B -Band demonstrieren (Zeh et al., 2004).

Die Schwerpunktsfrequenz des U -Bands ist ν_U , ν_B die des B -Bands und ε ist definiert als $0 \leq \varepsilon \leq 1$. Ist nun ν' die Frequenz, die für die Lichtkurve $F_\nu(t)$ benötigt wird, dann definiert die Relation $\nu' = \nu_U + \varepsilon(\nu_B - \nu_U)$ den Wert von ε . Nimmt man nun ein stetiges Verhalten von $F_\nu(t)$ zwischen dem U -Band und dem B -Band an, dann kann man für die frequenzabhängige Strahlungsflussdichte zum Zeitpunkt des Maximums der Lichtkurve bei der Frequenz ν' folgendes annehmen:

$$\log F_{\nu'}^{\max} = \log F_U^{\max} + \varepsilon (\log F_B^{\max} - \log F_U^{\max}). \quad (34)$$

Gleichzeitig kann man für den frequenzabhängigen Zeitpunkt des Maximums der Supernova Lichtkurve bei einer festen Frequenz, ν' folgendes schreiben:

$$t_{\nu'}^{\max} = t_U^{\max} + \varepsilon (t_B^{\max} - t_U^{\max}). \quad (35)$$

Schließlich kann man noch die frequenzabhängige Form der SN 1998bw Lichtkurven modellieren. Dazu werden sie auf ihr Maximum der Strahlungsflussdichte und des Zeitpunktes des Strahlungsmaxima normiert. Bei einer bestimmten Frequenz hat man nun $F_\nu(t) = \eta_\nu F_\nu^{\max}$, wobei η eine Funktion des Verhältnisses t/t_ν^{\max} ist und $0 \leq \eta \leq 1$ gilt. Demgemäß kann man als Ansatz für die Funktion der Form $\eta_{\nu'}$ für eine ins Rote verschobene SN 1998bw folgendes annehmen:

$$\log \eta_{\nu'}(x) = \log \eta_U(x) + \varepsilon [\log \eta_B(x) - \log \eta_U(x)], \quad (36)$$

wobei $x = t_{\text{host}}/t_{\nu'}^{\max}$ und

$$t_{\text{host}} = t \frac{1 + z_{\text{SN 1998bw}}}{1 + z_{\text{host}}} \quad (37)$$

die Zeit ist, die bei der entsprechenden Rotverschiebung der Muttergalaxie (engl.: host) gemessen wird.

Damit kann bis zu einer Rotverschiebung von $z = 1.5$ eine recht genaue Voraussage über das Aussehen dieser Lichtkurven gemacht werden. Zu größeren z hingegen würden

⁵<http://www.eso.org>

sich zu große Unsicherheiten ergeben, da dann der zeitliche Verlauf einer Lichtkurve extrapoliert werden müsste.

Es ergab sich hiermit eine Möglichkeit, die Lichtkurven von SN 1998bw bei den jeweiligen Rotverschiebungen z der GRBs in die Kurvenanpassung mit einzubauen. Dabei wurden noch zwei weitere Parameter (k und s) berücksichtigt. Sie beschreiben die Abweichungen von der Lichtkurve der Supernova, welche zu dem jeweiligen GRB gehört, zu der Lichtkurve von SN 1998bw. Diese Parameter sind notwendig, da dieser Typ Supernova (Typ Ib/c) der hier untersucht wird, keine 'Standardkerze' wie eine Supernova vom Typ Ia darstellt. Es ist somit denkbar, dass es Unterschiede in den Leuchtkräften der jeweiligen Supernovae gibt, die in erster Linie von der Masse des explodierenden Sterns abhängen. Der Parameter k beschreibt daher das Verhältnis der spezifischen Leuchtkraft L_ν der beobachteten GRB-Supernova zu derjenigen von SN 1998bw, wenn diese bei $z = z_{GRB}$ gestanden hätte:

$$k = \frac{L_\nu^{GRB-SN}}{L_\nu^{SN\ 1998bw}}. \quad (38)$$

Weiterhin ist denkbar, dass der Zeitpunkt des Strahlungsmaximums der GRB-Supernova verschieden sein kann von dem Zeitpunkt des Strahlungsmaximums von SN 1998bw bei der entsprechenden Rotverschiebung. Eine Supernova kann sich unterschiedlich schnell entwickeln und somit ihr Maximum früher oder später erreichen. Deshalb wurde ein weiterer Parameter eingeführt, der diesen Effekt berücksichtigen soll, ein Skalierungsfaktor s mit dem die zeitliche Entwicklung von SN 1998bw skaliert wird. Ist $s > 1$ so entwickelt sich die Supernova langsamer als SN 1998bw, bei einem $s < 1$ schneller. Ein $s = 0.5$ würde eine doppelt so schnelle Entwicklung bedeuten, d.h. die SN würde ihr Maximum bei der Hälfte der Zeit, die SN 1998bw benötigte, erreichen. Die letztendlich verwendete Gleichung für den Fit einer Lichtkurve lautet:

$$m_{OT}(t) = -2.5 \log\{10^{-0.4 m_c} [(t/t_b)^{\alpha_1 n} + (t/t_b)^{\alpha_2 n}]^{-1/n} + k 10^{-0.4 m_{SN}(t/s)} + 10^{-0.4 m_{host}}\}, \quad (39)$$

bzw.

$$m_{OT}(t) = -2.5 \log\{10^{-0.4 m_1} t^{-\alpha} + k 10^{-0.4 m_{SN}(t/s)} + 10^{-0.4 m_{host}}\}, \quad (40)$$

falls es keinen *break* in der Lichtkurve gibt.

Es gibt noch eine weitere Gegebenheit, die berücksichtigt werden sollte. Der Zeitpunkt des GRBs und der Zeitpunkt der Entstehung der Supernova müssen nicht immer zwingend zusammenfallen. Es ist durchaus möglich, dass zuerst die Supernova entsteht und dabei der Kern des Sterns zu einem instabilen Neutronenstern zusammenfällt. Dieser könnte dann erst zu einem späteren Zeitpunkt zu einem Schwarzen Loch kollabieren, welches den GRB erzeugt (SupraNova-Model, Vietri & Stella, 1999). Deswegen könnte man noch einen Parameter τ einführen, der die Differenz des Zeitpunktes des Strahlungsmaxima der beobachteten GRB-Supernova zu dem berechneten von SN 1998bw

bei der entsprechenden Rotverschiebung des GRBs beschreibt:

$$\tau = t_{max}^{\text{GRB-SN}} - t_{max}^{\text{SN 1998bw}}. \quad (41)$$

Ist $\tau < 0$, fand die Supernova vor dem eigentlichen GRB statt (zumindest früher als bei SN 1998bw) und spricht somit für die Hypothese, dass sich zuerst ein Neutronenstern gebildet hat, der erst zu einem späteren Zeitpunkt zu einem Schwarzen Loch kollabiert. Diese Methode wurde zuerst verwendet, mit dem Ergebnis, dass es keine großen Abweichungen von $\tau = 0$ gibt (als Beispiel, GRB 011121, Greiner et al., 2003a) und die Lichtkurven besser mit dem Skalierungsfaktor s beschrieben werden können. Eine zeitliche Verschiebung von mehreren Tagen, wie es das SupraNova-Model vorsieht, ist deshalb unwahrscheinlich.

3.3 Das Vorgehen bei der numerischen Kurvenanpassung

3.3.1 Die Korrektur der galaktischen interstellaren Extinktion

GRBs sind extragalaktische Quellen und werden als solche durch das staubige interstellare Medium unserer Galaxis gesehen. Der galaktische Staub verrötet das Afterglow-Licht. Dieser Effekt muss berücksichtigt werden, will man statistische Aussagen über das Ensemble der GRBs treffen. Um die wellenlängenabhängige Extinktionswirkung des galaktischen Staubes zu berechnen, wurde die hochauflösende ($2.5' \times 2.5'$) Kartierung des gesamten Himmels im Fernen Infrarot durch den *COBE*-Satelliten benutzt. Allgemein zugängliche Computerprogramme gestatten es, aus den *COBE*-Daten die entlang einer vorgegebenen Sichtlinie durch die Galaxis vorliegende interstellare Verfärbung, den Farbindex E_{B-V} , zu berechnen (Schlegel et al., 1998) und darüber auf die visuelle Extinktion A_V beim Blick durch die Galaxis zu schließen (Tabelle 10). Die *COBE*-Kartierung repräsentiert das derzeit beste für diesen Zweck verfügbare Beobachtungsmaterial.

Für die Umrechnung von E_{B-V} in A_λ (mit λ als den Schwerpunkt des jeweiligen benutzten photometrischen Bandes) wurde auf die in Rieke & Lebofsky (1985) aufgeführten Werte zurückgegriffen. Für die Berechnung der entsprechenden Werte im photometrischen Cousins-System (R_C, I_C) wurde so verfahren, wie es in Cardelli et al. (1989) beschrieben ist. Die Charakteristika der photometrischen Bänder dazu wurden der Arbeit von Fukugita et al. (1995) entnommen.

3.3.2 Die χ^2 -Minimierung

Nach Einsortierung der Datenpunkte der jeweiligen Lichtkurven eines GRB-Afterglows in die unterschiedlichen photometrischen Bänder und der Korrektur der galaktischen Extinktion wurde unter diesen die Lichtkurve mit der bestbelegten Datenwolke als Referenzkurve festgelegt, um die Parameter, die den Afterglow beschreiben (α bzw. α_1, α_2, t_b), zu bestimmen.

Es wurde eine nichtlineare Kurvenanpassung unter der Verwendung einer Levenberg-Marquardt-Iteration (Levenberg 1944, Marquardt 1963) durchgeführt. Diese hat das Ziel eine beliebige Funktion mit einer beliebigen Anzahl von Parameter (p_1, p_2, \dots) an einen beliebigen Satz von Datenpunkten so anzupassen, dass diese Parameter die Daten

am besten beschreiben. Die beste Approximation wird definiert, indem die Parameter (p_1, p_2, \dots) so gewählt werden, dass die Summe der Abweichungsquadrate der theoretischen Kurve von den experimentellen Datenpunkten für einen Bereich der unabhängigen Variablen ein Minimum erreicht, also:

$$\chi_{red}^2(p_1, p_2, \dots) = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^N w_i [y_{exp}(t_i) - y_{theo}(t_i; p_1, p_2, \dots)]^2. \quad (42)$$

Hier ist $y_{exp}(t_i)$ der experimentell gemessene Wert zum Zeitpunkt t_i und $y_{theo}(t_i; p_1, p_2, \dots)$ der zu diesem Zeitpunkt theoretisch errechnete Wert. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist mit d gekennzeichnet. Sie ist die Differenz aus der Anzahl der Datenpunkte N und der Anzahl der freien Parameter ς . Wurde Gl. (39) benutzt, ist $\varsigma = 8$ ($\alpha_1, \alpha_2, t_b, m_k, n, m_{host}, k, s$), während bei Gl. (40) $\varsigma = 5$ ($\alpha, m_0, m_{host}, k, s$) ist (siehe Kapitel 3.1). Somit konnte die bestmögliche Anpassung der Parameter an die Lichtkurve, zusätzlich ihrer 1σ -Fehler bestimmt werden. Außerdem war es so möglich, Datenpunkte mit geringeren Fehlerbalken stärker zu wichten als welche mit großem Fehler. Die Parameter w_i repräsentieren das Gewicht eines jeden experimentellen Punktes. Es werden folgende Wichtungsmethoden unterstützt:

- keine Wichtung: $w_i = 1$,
- instrumentelle Wichtung: $w_i = 1/\sigma_i^2$, wobei σ_i der Größe des Fehlerbalkens entspricht.

Es wurde im weiteren ausschließlich die instrumentelle Wichtung benutzt, um die Afterglow-Lichtkurven anzupassen.

3.3.3 Die Kurvenanpassung

Da Helligkeiten und ihre zugehörigen 1σ -Messfehler üblicherweise in Magnituden angegeben werden, wurden die Gleichungen (39) und (40) benutzt. Für jeden individuellen GRB musste dabei entschieden werden, ob die Afterglow-Lichtkurven in den verschiedenen photometrischen Bändern nach Gleichung (39) oder (40) angepasst werden können, d.h. ob ein *break* zu erkennen ist, oder nicht. Wurde keine Supernova gefunden, so wurde der Parameter $k = 0$ fixiert.

Die Theorie sagt voraus, dass ein GRB-Afterglow im NIR/Optischen achromatisch sein sollte, solange keine charakteristische Frequenz (s. Kapitel 1.2.2) in dem Beobachtungszeitraum durch den beobachteten Frequenzbereich läuft. Deshalb wurde das Resultat der Kurvenanpassung der Referenzkurve, d.h. die Stärke des Helligkeitsabfalls α , bzw. bei einem *break* α_1 und α_2 zuzüglich t_b und n , immer zu den Lichtkurven der anderen photometrischen Bänder exportiert. Dadurch reduziert sich dann dort die Anzahl der freien Parameter von $\varsigma = 5$ bzw. $\varsigma = 8$ auf jeweils $\varsigma = 4$ bzw. auf $\varsigma = 2$, wenn keine Supernova vorhanden war, d.h. es mussten nur noch die Parameter m_0 bzw. m_k und m_{host} angepasst werden. Dies hat den Vorteil, dass in einigen Fällen Kurvenanpassungen gemäß Gl. (40) oder Gl. (39) gemacht werden konnten, obwohl eigentlich zu wenige Datenpunkte vorhanden oder die Datenpunkte sehr ungünstig verteilt waren.

3.3.4 Probleme bei der Kurvenanpassung

Die scheinbaren Helligkeiten der GRB-Muttergalaxien

In der Datenauswertung hat sich gezeigt, dass die Kenntnis der scheinbaren Helligkeiten der GRB-Muttergalaxien entscheidend ist für die Güte der numerischen Anpassung. In vielen Fällen ist aber diese scheinbare Helligkeit in den verschiedenen photometrischen Bändern nicht bekannt. Um zu verhindern, dass bei der Kurvenanpassung astronomisch unrealistische Ergebnisse (signifikant zu große oder zu kleine Werte in einem spezifischen photometrischen Band) für diese scheinbaren Helligkeiten herauskamen, wurde in Fällen, in denen keine Helligkeiten der GRB-Muttergalaxien bekannt sind, eine vernünftige Schätzung an deren erwartete Helligkeit benutzt. Dies ist möglich, wenn die Rotverschiebung der Galaxie und ihre scheinbare Helligkeit in zumindest einem photometrischen Band bekannt ist. In diesem Fall kann man auf in der Literatur verfügbare spektrale Energieverteilungen (engl.: spektral energy distribution, im weiteren SED) von Galaxien in unserer galaktischen Nachbarschaft (kleine Rotverschiebungen) zurückgreifen und die erwarteten Farben von Galaxien desselben morphologischen Typs bei größeren Rotverschiebungen berechnen. Als Quelle für dieses Herangehen wurde in der vorliegenden Arbeit der Kinney-Calzetti-Spektralatlas von Galaxien benutzt (Calzetti et al., 1994; Kinney et al., 1996). Dieser Atlas enthält die SEDs von Galaxien des Hubble-Typs und von Starburst-Galaxien (Galaxien mit einem Sternentstehungsausbruch). Diese Daten sind im Internet als ascii-File verfügbar ⁶. Sie können demnach leicht in numerische Programme für die Berechnung der Farben kosmologisch weit entfernter Galaxien unter Beachtung der kosmologischen k -Korrektur implementiert werden (Klose 2002, private Kommunikation).

Der Kinney-Calzetti-Atlas enthält die typischen SEDs für Galaxien von 0.12 bis rund $1\mu\text{m}$ Wellenlänge. Er begrenzt demgemäß die Berechnung der Galaxienfarben auf ein je nach photometrischem Band unterschiedliches Rotverschiebungsintervall. Zum Beispiel können für $z \gtrsim 1,5$ keine $(U - B)$ -Helligkeiten mehr berechnet werden. Weil sich aber die meisten der untersuchten GRBs bei Rotverschiebungen $z < 2$ aufhalten, ist dies ein nicht allzu erheblicher Nachteil. Starburst-Galaxien werden im Kinney-Calzetti-Atlas nach ihrer intrinsischen visuellen Extinktion unterschieden. In der vorliegenden Arbeit wurde entweder die SED einer mit $E(B - V) < 0.1$ mag nur gering intrinsisch extinguierten Starburst-Galaxie benutzt, oder die einer stark extinguierten mit $0.61 \text{ mag} < E(B - V) < 0.70 \text{ mag}$ (Galaxien-Modell S1 bzw. S6). Starburst-Galaxien sind ein realistischer Ansatz für die Natur einer GRB-Muttergalaxie.

In einigen Fällen beruhte die Kenntnis über die scheinbare Helligkeit der Muttergalaxie nur auf einer einzigen Messung zu $t \gtrsim 100$ Tagen bei einer davor liegenden Datenlücke von mehreren Wochen. In solchen Fällen ist mitunter eine große Skepsis angebracht, insbesondere wenn die scheinbare Helligkeit der Muttergalaxie sehr schwach ist und deren Messung an die Reichweite des zur Beobachtung verwendeten Teleskops stieß. Hier konnte es passieren, dass die angepasste Kurve nicht durch diesen Punkt lief, speziell wenn dessen Fehlerbalken relativ groß ausfiel und die Punktwolke ein zu frühes oder zu spätes Abknicken der Helligkeit in Richtung Muttergalaxie erkennen ließ. In so einem Fall musste dann überlegt werden, ob es die scheinbare Hel-

⁶http://www.stsci.edu/instruments/observatory/cdbs/cdbs_kc96.html

ligkeit der Muttergalaxie rechtfertigt, die Kurvenanpassung durch diesen Datenpunkt hindurch zu zwingen, oder ob es sich evtl. bei diesem Datenpunkt um einen Messfehler handelte.

Datenlücken

In vielen Messreihen sind immer wieder Datenlücken vom Ausmaße mehrerer Tage zu finden. In einigen Fällen hängt das Erkennen eines *breaks* in den Lichtkurven oft nur von einem einzigen Datenpunkt ab. In diesen Fällen wurden Gleichung (39) und (40) benutzt, um eine Kurvenanpassung durchzuführen.

Der Parameter n in Gl. (39)

Der Parameter n musste leider in vielen Fällen bei der Kurvenanpassung fixiert werden. Wenn nicht genügend Datenpunkte um einen *break* vorhanden waren um n sicher zu definieren, konnte dieser Parameter, abhängig von der Anzahl und der Verteilung der Datenpunkte, die numerische Kurvenanpassung mit Gl. (39) instabil werden lassen. In vielen Fällen konnte deshalb kein gesicherter Wert für n gefunden werden. In den Fällen, in denen die Kurvenanpassung für n fehlschlug, wurde bei jeder weiteren Iteration der Wert für n immer höher gesetzt, bis schließlich die Kurvenanpassung aussetzte. Vermutlich strebte der Wert gegen unendlich. Ein Wert von $n = \infty$ bedeutet, dass der Übergang von α_1 zu α_2 extrem abrupt abläuft. In diesen Fällen wurde daher ein Wert von $n = 10$ festgelegt, was ebenfalls einen scharfen *break* zur Folge hat. Diese scheinbare Willkür hat aber kaum einen Einfluss auf das Ergebnis der anderen freien Parameter.

3.4 Die Bestimmung der Extinktion in der GRB-Muttergalaxie

Da der spektrale Verlauf eines Afterglows im Optischen laut Theorie lediglich ein Potenzgesetz darstellt (Kapitel 1.2.2), muss eine Abweichung davon durch äußere Einflüsse verursacht werden. Die Voraussetzung ist natürlich, dass keine charakteristische Frequenz während der Beobachtung den beobachteten Frequenzbereich durchläuft. Diese Voraussetzung ist aber im Normalfall gegeben, da für die hier untersuchten Afterglows die Beobachtungen meist erst Stunden bis Tage nach dem GRB begannen, die charakteristische Frequenz ν_m sich aber laut Theorie schon wenige Minuten nach dem GRB rötlich dem optischen Band befinden sollte und sich weiter zu niedrigeren Frequenzen verschiebt.

Ist der Afterglow eines GRBs in mehreren Farben beobachtet worden, so kann man dessen spektrale Energieverteilung gewinnen. Eine Abweichung davon, nach Korrektur der galaktischen Extinktion, sollte nun zwangsläufig von der Absorption von Strahlung durch Staubpartikel in der näheren oder weiter entfernten Umgebung des GRBs in der Muttergalaxie herrühren. Dabei wird der Anteil der Extinktion in der Muttergalaxie dominieren, falls sich keine andere Galaxie in der Sichtlinie zwischen GRB und Beobachter befindet. Die SED kann dann wie folgt modelliert werden:

$$F_\nu = F_0 \cdot \nu^{-\beta} \cdot e^{-\tau(\nu_{\text{host}})} \quad (43)$$

mit

$$\tau(\nu_{\text{host}}) = \frac{1}{1.086} \cdot A_V \cdot \eta(\nu_{\text{host}}). \quad (44)$$

Hier ist β die spektrale Energieverteilung des Afterglows, F_0 eine Normalisierungskonstante (es wurde die jeweilige Strahlungsflussdichte bei $5 \cdot 10^{14}$ Hz der Rotverschiebung der Muttergalaxie gewählt) und $\eta(\nu_{\text{host}}) = A_{\nu_{\text{host}}}/A_V$ ist die Extinktionskurve, in diesem Fall verursacht durch die Extinktion in der Muttergalaxie.

3.4.1 Die analytische Beschreibung der Extinktion

Die Extinktion von UV, optischer und NIR Strahlung, die von Staub verursacht wird, kann durch einen komplexen, nichtlinearen Kurvenverlauf beschrieben werden. Dieser hängt auch von dem Typ der Galaxie ab. Ausführliche Extinktionskurven sind in der Literatur für die Milchstraße (engl: Milky Way, im folgenden durch MW abgekürzt) der Großen Magellanschen Wolke (engl: Large Magellanic Cloud, LMC) und der Kleinen Magellanschen Wolke (engl: Small Magellanic Cloud, SMC) verfügbar. In der vorliegenden Arbeit wurde auf die Untersuchung von Pei (1992) zurückgegriffen. Pei (1992) gibt Gleichungen für alle drei Galaxien an, in Form des Verhältnisses der Extinktion bei einer bestimmten Wellenlänge λ , A_λ , zu der Extinktion im B-Band, A_B :

$$\frac{A_\lambda}{A_B} = \sum_{i=1}^6 \frac{a_i}{\left(\frac{\lambda}{\lambda_i}\right)^{n_i} + \left(\frac{\lambda_i}{\lambda}\right)^{n_i} + b_i} \quad (45)$$

λ_i , a_i , b_i und n_i freie Parameter, dimensionslos bis auf $\lambda_i(\mu\text{m})$. Die Umrechnung von A_B nach A_V erfolgt nach Pei (1992) gemäß $A_V = R_V/(1 + R_V) \times A_B$ mit $R_V = 2.93$ für SMC-Staub, $R_V = 3.16$ für LMC-Staub und $R_V = 3.08$ für MW-Staub.

Die Extinktionskurve der Milchstraße (MW): Werden oben genannte Parameter aus Pei (1992) für die Milchstraße in Gl. (45) eingefügt, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{A_\lambda}{A_B} = & \frac{165}{\left(\frac{\lambda}{0.047}\right)^2 + \left(\frac{0.047}{\lambda}\right)^2 + 90} + \frac{14}{\left(\frac{\lambda}{0.08}\right)^{6.5} + \left(\frac{0.08}{\lambda}\right)^{6.5} + 4} \\ & + \frac{0.045}{\left(\frac{\lambda}{0.22}\right)^2 + \left(\frac{0.22}{\lambda}\right)^2 - 1.95} + \frac{0.002}{\left(\frac{\lambda}{9.7}\right)^2 + \left(\frac{9.7}{\lambda}\right)^2 - 1.95} \\ & + \frac{0.002}{\left(\frac{\lambda}{18}\right)^2 + \left(\frac{18}{\lambda}\right)^2 - 1.8} + \frac{0.012}{\left(\frac{\lambda}{25}\right)^2 + \left(\frac{25}{\lambda}\right)^2} \end{aligned} \quad (46)$$

Die Extinktionskurve der Großen Magellanschen Wolke (LMC): Werden oben genannte Parameter aus Pei (1992) für die Große Magellansche Wolke in Gl. (45) eingefügt, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\frac{A_\lambda}{A_B} = & \frac{175}{\left(\frac{\lambda}{0.046}\right)^2 + \left(\frac{0.046}{\lambda}\right)^2 + 90} + \frac{19}{\left(\frac{\lambda}{0.08}\right)^{4.5} + \left(\frac{0.08}{\lambda}\right)^{4.5} + 5.5} \\
& + \frac{0.023}{\left(\frac{\lambda}{0.22}\right)^2 + \left(\frac{0.22}{\lambda}\right)^2 - 1.95} + \frac{0.005}{\left(\frac{\lambda}{9.7}\right)^2 + \left(\frac{9.7}{\lambda}\right)^2 - 1.95} \\
& + \frac{0.006}{\left(\frac{\lambda}{18}\right)^2 + \left(\frac{18}{\lambda}\right)^2 - 1.8} + \frac{0.02}{\left(\frac{\lambda}{25}\right)^2 + \left(\frac{25}{\lambda}\right)^2}
\end{aligned} \tag{47}$$

Die Extinktionskurve der Kleinen Magellanschen Wolke (SMC): Werden oben genannte Parameter aus Pei (1992) für die Kleine Magellansche Wolke in Gl. (45) eingefügt, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\frac{A_\lambda}{A_B} = & \frac{185}{\left(\frac{\lambda}{0.042}\right)^2 + \left(\frac{0.042}{\lambda}\right)^2 + 90} + \frac{27}{\left(\frac{\lambda}{0.08}\right)^{4.0} + \left(\frac{0.08}{\lambda}\right)^{4.0} + 5.5} \\
& + \frac{0.005}{\left(\frac{\lambda}{0.22}\right)^2 + \left(\frac{0.22}{\lambda}\right)^2 - 1.95} + \frac{0.01}{\left(\frac{\lambda}{9.7}\right)^2 + \left(\frac{9.7}{\lambda}\right)^2 - 1.95} \\
& + \frac{0.012}{\left(\frac{\lambda}{18}\right)^2 + \left(\frac{18}{\lambda}\right)^2 - 1.8} + \frac{0.03}{\left(\frac{\lambda}{25}\right)^2 + \left(\frac{25}{\lambda}\right)^2}
\end{aligned} \tag{48}$$

Die Unterschiede der drei Kurven sind hauptsächlich in dem 2175 Å-Exzess zu sehen. Der Exzess ist am stärksten bei MW- und am schwächsten bei SMC-artiger Extinktion ausgebildet. Die Extinktion im FUV zeigt sich am stärksten bei SMC und fällt Richtung LMC und MW ab. Diese Unterschiede können nach Weingartner & Draine (2001) durch eine unterschiedliche Korngrößen von Graphit und durch eine unterschiedliche Metallizität erklärt werden. Die Metallizität steigt von SMC über LMC zu MW an. Da GRB-Muttergalaxien hauptsächlich blaue Zwerggalaxien mit hoher relativer Sternentstehungsrate und geringer Metallizität sind, wird erwartet, dass die SMC-Kurve am ehesten den Extinktionsverlauf dieser Galaxien wiedergibt. Diese drei Kurven unterscheiden sich am stärksten im ultravioletten und optischen Bereich und können daher sehr gut voneinander unterschieden werden.

Es gibt noch weitere Extinktionsgesetze, die der erwarteten Extinktion von GRB-Muttergalaxien noch besser entsprechen würden. Calzetti et al. (2000) konnten ein Extinktionsgesetz für Starburst-Galaxien und für blaue Zwerggalaxien ableiten. Also genau von dem Galaxientyp, die bevorzugt GRBs hervorbringen (s. § 1.2.4). Die Extinktionskurve lässt sich durch ein Polynom dritten Grades beschreiben, $\frac{A_\lambda}{A_B} = \sum_{i=0}^3 c_i \cdot \lambda^{-i}$, mit c_i als Konstanten. Der 2175 Å-Exzess war somit völlig verschwunden. Leider konnte diese Funktion nicht für eine Kurvenanpassung verwendet werden, denn sie erwies sich als zu "flexibel". Bei der Kurvenanpassung wurden kleinste Abweichungen von dem Potenzgesetz des Afterglows durch diese Funktion ausgeglichen. Die Anzahl der Freiheitsgrade war im Normalfall zu gering. Die Ergebnisse erwiesen sich als unbrauchbar, da unphysikalische Werte herauskamen.

Eine weiteres Extinktionsgesetz ist das des so genannten "Waxman & Draine Staubs" (Waxman & Draine, 2000). Wie weiter oben beschrieben, kann ein optischer

Blitz eines Rückwärtsschocks die Eigenschaften des dem GRB umgebenden Staubs verändern. Kleine Staubpartikel sublimieren und größere Staubpartikel können miteinander verschmelzen. Dies verschiebt die Distribution der Korngrößen des Staubs. Maiolino et al. (2001a,b) haben die Eigenschaften dieses Staubes erforscht und entwickelten ein numerisches Modell, welches synthetische Staubextinktionskurven abhängig von den Eingabeparametern erschafft. Leider besitzen diese Extinktionskurven keine analytische Form und können somit nicht in das Kurvenanpassungsprogramm eingebaut werden.

3.4.2 Die Bestimmung der spektralen Energieverteilung (SED)

Einer der Ergebnisse aus dem Fit der Afterglow-Lichtkurve ist der Parameter m_k . Er ist in jedem photometrischen Band verschieden. Ist kein *break* in der Lichtkurve zu sehen, d.h. wird Gl. (40) für die Kurvenanpassung verwendet, spiegelt der Parameter die Helligkeit des Afterglows zum Zeitpunkt $t = 1$ Tag wieder. Ist ein *break* in der Lichtkurve zu sehen, also wird Gl. (39) verwendet, ist m_k die Helligkeit des Afterglows zum Zeitpunkt t_b des *breaks*. Während der Kurvenanpassung wird somit jeder Punkt der Lichtkurve benutzt, um eine Helligkeit zu einem bestimmten Zeitpunkt nach dem GRB zu bestimmen. Dieser Vorgang wird für jedes Band wiederholt. Durch die angenommene Achromasie erhält man somit zu einem bestimmte Zeitpunkt die Helligkeit des Afterglows in verschiedenen Farben – eine spektrale Energieverteilung (SED). Zusätzlich zu dem Fehler von m_k wurden noch 3% systematischer Fehler hinzuaddiert um eventuelle Abweichungen durch verschiedene Filter zu absorbieren.

Die so gemessenen Magnituden m_k wurden mittels Tabelle 12 in Strahlungsflussdichten F_ν transformiert und zur Rotverschiebung der Muttergalaxie verschoben. Dieses Verfahren ähnelt dem von Fynbo et al. (2001a), das für GRB 000926 verwendet wurde. Eine kosmologische k -Korrektur ist nicht notwendig, da die Form der SED unabhängig davon ist. Die Kurvenanpassung nach Gl. (43) verlief analog mit dem gleichen Programm, wie die Kurvenanpassung der Afterglowlichtkurven. Die Kurvenanpassung wurde jeweils mit den verschiedenen Extinktionsmodellen von MW, LMC und SMC (Gln. 46 bis 48) durchgeführt. Anhand des ermittelten $\chi^2_{d.o.f}$ wurde bestimmt, welches Extinktionsmodell der Beobachtung am ehesten entspricht. Da in Gl. (43) drei freie Parameter stehen (F_0 , β und A_V), muss die beobachtete SED mindestens 4 Datenpunkte aufweisen, damit eine freie Kurvenanpassung durchgeführt werden kann.

3.4.3 Probleme

Wenige Datenpunkte: Es musste geprüft werden, welche Datenpunkte aus welchen photometrischen Bändern auch wirklich verwendet werden konnten. In manchen Fällen waren in einem Band nur wenige oder sogar nur ein Datenpunkt vorhanden. In solchen Fällen wurde geprüft, wie verlässlich diese Datenpunkte sind. Stammten sie nur aus GCNs, wurden sie prinzipiell weggelassen. Stammten sie allerdings aus referierten Quellen, wurde eine Kurvenanpassung mit Gl. (39) oder (40) durchgeführt, um den Parameter m_k zu erhalten. Ist die Anzahl der Datenpunkte kleiner als die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Kurvenanpassung, lieferte das Programm keinen Fehler für den Parameter m_k . Daher wurde der Fehler als quadratische Summe der Fehler der verwendeten Datenpunkte plus den zusätzlichen 3% systematischen Fehler angenommen.

Dieser Fehler war normalerweise größer als der Fehler von m_k der anderen Bänder, die von mehreren Datenpunkten bestimmt worden waren. Für die Kurvenanpassung der SED wurden wiederum die Fehlerbalken gewichtet, womit sichergestellt wurde, dass diese Punkte nicht zu stark gewichtet werden und für die Bestimmung der SED eine untergeordnete Rolle spielen.

Die zweite Iteration: Wie in § 3.3.3 beschrieben, wird eine Referenzkurve ausgewählt und damit werden die Afterglowparameter bestimmt. Diese werden dann bei der Kurvenanpassung der Afterglowlichtkurve in den anderen photometrischen Bändern fixiert. Dies hat aber zur Folge, dass die Fehler der fixierten Parameter oft kleiner sind als die der Parameter der Referenzkurve. Besonders beim Parameter m_k ist dies stark ausgeprägt, da dieser erheblich von dem Parameter t_b abhängt. Dies bedeutet, je ungenauer t_b bestimmt ist, umso größer ist auch der Fehler von m_k . Bei den Nicht-Referenzkurven ist t_b aber fixiert und daher ist der Fehler von m_k oft erheblich kleiner als bei der Referenzkurve. Dies sollte aber nicht der Fall sein, da die Referenzkurve die Kurve mit den bestbelegten Daten ist. Daher wurde eine zweite Iteration durchgeführt. Bei der Referenzkurve wurde eine zweite Kurvenanpassung vorgenommen und zwar unter den gleichen Bedingungen wie bei den Nicht-Referenzkurven: mit fixierten Afterglowparametern. Dies bewirkte, dass der Fehler von m_k erheblich kleiner wurde, der Wert von m_k selbst wurde allerdings nicht verändert. Damit wurden die Fehler der m_k -Werte aneinander angepasst und bei der Kurvenanpassung der SED (Gl. 43) entsprechend gewichtet. Der Parameter m_k der Referenzkurve hat somit oft den niedrigsten Fehler. Es muss nun weiter beachtet werden, dass der $\chi^2_{d.o.f}$ -Wert der SED-Kurvenanpassung nicht absolut betrachtet werden kann. Er wird im Normalfall zu groß sein, da die Fehler der Parameter m_k zu klein angegeben sind. Aber relativ betrachtet kann man über den $\chi^2_{d.o.f}$ -Wert immer noch herausfinden, welches Extinktionsmodell bevorzugt werden kann.

Die Lyman-Absorption: Bei hohen Rotverschiebungen verschiebt sich die Lyman α -Absorption in den optischen Spektralbereich. Ab einer Rotverschiebung von $z \approx 2$ werden Beobachtungen im U -Band beeinträchtigt, ab $z \approx 4.4$ im R_C -Band. Um den Einfluss der intergalaktischen Lyman-Absorption bei der Konstruktion der SED zu verhindern, wurden daher alle Datenpunkte die in einem photometrischen Band liegen, dessen Schwerpunktsfrequenz bei der Rotverschiebung der Muttergalaxie $\nu \geq 2.4 \cdot 10^{15}$ Hz liegt, weggelassen.

4 Die Afterglow-Lichtkurven

4.1 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen aller 59 Afterglow-Lichtkurven bis Ende 2004, die genügend veröffentlichte Datenpunkte hatten um eine Kurvenanpassung durchzuführen, sind in Tabelle 1 aufgelistet. Diese Lichtkurven sind von unterschiedlicher Qualität. Um aber weitere Analysen der Lichtkurven durchführen zu können, muss der Datensatz möglichst homogen sein. Daher mussten Kriterien gefunden werden, die dies

Tabelle 1. Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen der Afterglow-Lichtkurven (Gln. 39 und 40)

GRB	#	Band	χ^2_{dof}	d.o.f.	m_k	α_1	α_2	t_b	n	m_{host}^a
970228		R_C	0.70	4	20.43 ± 0.21	1.46 ± 0.15	24.65 ± 0.51
970508		R_C	3.95	61	18.64 ± 0.02	1.24 ± 0.01	25.29 ± 0.09
970815		I_C	...	0	21.73	0.34	25
971214		R_C	1.12	10	22.91 ± 0.05	1.49 ± 0.08	25.64 ± 0.05
980326		R_C	2.74	16	22.82 ± 0.04	1.85 ± 0.05	28.95 ± 0.53
980329		R_C	2.85	8	23.91 ± 0.17	0.85 ± 0.12	26.67 ± 0.10
980519	1	R_C^b	2.73	68	18.86 ± 0.13	1.50 ± 0.12	2.27 ± 0.03	0.48 ± 0.03	10	25.36 ± 0.12
980613		R_C	< 0.01	1	23.07 ± 0.21	0.44 ± 0.23	24.04 ± 0.50
980703		R_C	0.77	13	21.51 ± 0.96	0.85 ± 0.84	1.65 ± 0.46	1.35 ± 0.94	10	22.46 ± 0.08
990123	2	R_C	2.11	44	21.37 ± 0.60	1.24 ± 0.06	1.62 ± 0.15	2.06 ± 0.83	10	23.99 ± 0.09
990308		R_C	< 0.01	1	22.28 ± 4.00	...	1.96 ± 1.89	29.34
990510	3	V	1.57	59	19.50 ± 0.05	0.92 ± 0.02	2.10 ± 0.06	1.31 ± 0.07	2.25 ± 0.51	28.37 ± 0.48
990705		H	≥ 18.3	≤ 1.68	≥ 2.88	≥ 0.75	10	22
990712		R_C	1.27	18	21.22 ± 0.02	0.96 ± 0.02	21.80 ± 0.02
991208		R_C	1.74	12	16.60 ± 0.07	≤ 1.38	2.47 ± 0.05	≤ 2.08	...	24.28 ± 0.16
991216	4	R_C	1.47	65	18.09 ± 0.18	1.17 ± 0.03	1.57 ± 0.03	1.10 ± 0.13	10	23.52 ± 0.09
000131		R_C	0.18	1	19.88 ± 0.31	...	2.40 ± 0.21	27
000301	5	R_C	4.93	50	20.70 ± 0.06	0.57 ± 0.05	2.81 ± 0.13	4.93 ± 0.18	2.36 ± 0.67	27.95 ± 0.30
000418		R_C	1.68	16	23.18 ± 0.94	1.15 ± 0.41	2.69 ± 0.66	7.85 ± 2.71	10	23.46 ± 0.03
000630		R_C	0.46	5	23.19 ± 0.06	1.12 ± 0.11	26.68 ± 0.21
000911		R_C	0.34	8	19.67 ± 0.09	1.46 ± 0.04	25.11 ± 0.11
000926	6	R_C	1.10	49	20.81 ± 0.16	1.74 ± 0.03	2.45 ± 0.05	2.10 ± 0.15	10	25.22 ± 0.06
001007		R_C	0.52	4	17.48 ± 0.22	...	2.06 ± 0.13	24.73 ± 0.15
001011		R_C	< 0.01	1	22.45 ± 0.16	1.45 ± 0.14	25.19
010222	7	R_C	2.05	133	19.21 ± 0.24	0.60 ± 0.09	1.44 ± 0.02	0.64 ± 0.09	2.29 ± 0.68	26.68 ± 0.17
010921		r^f	0.97	4	19.46 ± 0.03	1.56 ± 0.07	21.63 ± 0.02
011121	8	R_C	1.27	17	20.27 ± 0.32	1.76 ± 0.05	2.99 ± 0.28	1.54 ± 0.22	10	host corrected
011211	9	R_C	7.21	43	21.72 ± 0.15	0.93 ± 0.02	2.31 ± 0.27	2.34 ± 0.34	10	host corrected
020124	10	R_C	0.71	10	22.85 ± 1.00	1.47 ± 0.06	2.12 ± 0.27	1.36 ± 0.77	10	30.68 ± 2.28
020305		R_C	3.38	4	19.60 ± 0.20	1.19 ± 0.07	25.04
020322		R_C	< 0.01	1	23.66 ± 0.49	0.45 ± 0.39	≥ 2.17	0.95 ± 0.27	10	host corrected
020331		R_C	1.98	6	22.56 ± 0.26	0.69 ± 0.04	2.12 ± 0.40	7.17 ± 1.52	10	24.89 ± 0.16
020405	11	R_C	5.26	12	21.35 ± 0.32	1.26 ± 0.09	1.93 ± 0.13	2.40 ± 0.45	10	host corrected
020410		R_C	≤ 22.4	≥ 1.25	28.23 ± 0.5
020813	12	R_C	2.00	59	19.27 ± 0.11	0.67 ± 0.07	1.78 ± 0.28	0.77 ± 0.25	1.44 ± 1.06	23.61 ± 0.15
020903		R_C	1.52	3	19.54 ± 0.21	1.27 ± 0.58	20.91 ± 0.47
021004		R_C	38.5	378	21.62 ± 0.02	1.07 ± 0.01	2.12 ± 0.07	8.62 ± 0.16	10	24.06
021211		R_C	2.00	27	20.30 ± 0.90	0.96 ± 0.04	1.22 ± 0.10	0.11 ± 0.09	10	25.20 ± 0.12
030115		R_C	0.10	1	≥ 20.30	0.44 ± 0.12	≥ 3	≥ 2	10	24.8
030131		R_C	...	0	23.35	1.06	30
030226	13	R_C	3.86	35	19.67 ± 0.33	0.58 ± 0.16	2.68 ± 0.28	0.96 ± 0.10	0.91 ± 0.49	27.1
030227		R_C	1.07	4	22.83 ± 0.11	1.18 ± 0.15	25
030323		R_C	2.16	36	22.94 ± 0.18	1.36 ± 0.02	2.7	6.71 ± 0.74	10	27.86 ± 0.52
030324		I_C	≤ 25.65	≤ 1.32	25
030328	14	R_C	0.756	73	19.55 ± 0.31	0.61 ± 0.13	1.41 ± 0.12	0.29 ± 0.06	3.24 ± 2.78	24.16 ± 0.35
030329		R_C	30.4	2953	17.63 ± 0.01	1.10 ± 0.01	2.32 ± 0.01	5.27 ± 0.02	10	22.60
030329 ^c		R_C	0.85	1165	13.92 ± 0.01	0.86 ± 0.01	1.19 ± 0.01	0.27 ± 0.01	100	22.60
030329 ^d		R_C	0.64	946	15.11 ± 0.03	1.17 ± 0.01	2.21 ± 0.07	0.68 ± 0.02	7.54 ± 1.47	22.60
030418		R_C	0.42	10	22.22 ± 1.31	1.23 ± 0.09	1.72 ± 0.48	1.50 ± 1.26	10	27
030429	15	R_C	7.68	11	21.80 ± 0.08	0.81 ± 0.03	3.03 ± 0.27	2.17 ± 0.09	10	27
030528		Ks	0.53	1	19.28 ± 0.65	0.73 ± 0.89	19.82 ± 0.75
030723		R_C	1.61	12	≤ 21.45	≤ 0.88	2.12 ± 0.06	≤ 1.57	10	27
030725		R_C	1.31	8	20.45 ± 0.05	0.80 ± 0.06	1.65 ± 0.06	2.9	10	25
031203		J	0.20	24	19.36 ± 0.98	0.69 ± 0.50	17.43 ± 0.15
031220		R_C	≤ 23.7	≤ 1.77	23.13 ± 0.11
040106		R_C	0.05	1	22.86 ± 0.10	1.31 ± 0.11	28
040422		Ks	≤ 21.28	≤ 1.3	19.74 ± 0.17
040827		Ks	1.52	11	21.05 ± 0.34	...	2.08 ± 0.45	20.00 ± 0.05
040916		R_C	0.59	3	23.64 ± 0.11	0.96 ± 0.07	30
040924		R_C	1.37	29	22.96 ± 0.04	1.09 ± 0.02	24.55 ± 0.19
041006	16	R_C	1.25	81	19.45 ± 0.27	0.68 ± 0.06	1.30 ± 0.02	0.23 ± 0.04	4.87 ± 2.57	28.4

^a Wenn die Helligkeit der Muttergalaxie mit einem Fehler angegeben ist, dann erfolgt dieses Resultat aus der Kurvenanpassung. Ansonsten musste der Wert fixiert werden, weil zu wenige Datenpunkte vorhanden waren. In solchen Fällen wurden entweder Helligkeiten aus der Literatur benutzt (GRBs 990308, 001011, 020305, 021004, 030115, 030324, 030329; s. § A) oder es wurden bestimmte Annahmen gemacht (GRBs 970815, 990705, 000131, 030131, 030226, 0303227, 030418, 030429, 030723, 030725, 040106, 040916, 041006; s. § A).

^bS. § A.7.

^cBei dieser Kurvenanpassung wurden nur Datenpunkte bis zu $t = 0.55$ Tagen nach dem GRB benutzt. Bei diesem *break* handelt es sich vermutlich um einen so genannten *cooling break* (Sato et al., 2003). S. § A.41.

^dDiese Kurvenanpassung benutzt nur Datenpunkte ab $t = 0.28$ Tage nach dem GRB. Dieser *break* ist vermutlich der *Jet break*. (z.B., Uemura et al., 2003). S. § A.41.

bewerkstelligen. Diese Kriterien sind:

- Die Lichtkurve muss einen signifikanten *break* zeigen und genügend Datenpunkte davor und danach besitzen, damit der pre-*break* Helligkeitsabfall α_1 und der post-*break* Helligkeitsabfall α_2 nach Gl. (39) gut definiert ist.
- $d\alpha_1 < 0.1$,
- $d\alpha_2 < 0.2$,
- $dt_b < 1$ Tag.

Die Güte der Kurvenanpassung, $\chi^2/d.o.f.$ (degrees of freedom) wurde jedoch nicht als Kriterium herangezogen. Die Kurvenanpassung mit Gl. (39) und (40) wurde als empirische Annäherung der ersten Ordnung an die beobachtete Lichtkurve angesehen. Die beobachteten Feinstrukturen gelten dabei als Abweichungen in der Kurvenanpassung und werden gesondert behandelt (s. § 4.2.4). Lichtkurven bei denen keine *breaks* gefunden werden konnten, wurden deshalb per Definition bei der nachfolgenden Untersuchung ausgeschlossen. Es konnte bei diesen nicht mit Gewissheit festgestellt werden, ob es sich bei dem Helligkeitsabfall um einen pre- oder post-*break* Helligkeitsabfall handelte.

Immer wenn in einer Lichtkurve kein *break* gefunden wurde, war die Datenqualität gewöhnlich nicht ausreichend, um die Möglichkeit eines Jet-breaks ausschließen zu können. Entweder es waren nur späte Daten vorhanden, nach einem potentiellen *break*, oder es gab nur frühe Daten, vor einem potentiellen *break*, oder der *break* könnte von einer SN oder einer hellen Muttergalaxie verdeckt sein. In manchen Fällen auch beides. Die Kriterien über die Begrenzung der Parameter-Fehler erscheinen zunächst willkürlich. Sie wurden allerdings so gewählt, dass möglichst viele Afterglow-Lichtkurven die Kriterien erfüllen. Sie dienen dazu, die Fälle auszuschließen, bei denen die Parameter zu unbestimmt sind, z.B. wenn nur ein Datenpunkt den post-*break* Helligkeitsabfall bestimmt (s. auch Anhang A).

Es gibt 16 GRBs bei denen die Afterglow-Lichtkurven in mindestens einem photometrischen Band die obigen Kriterien erfüllen. Das sind GRB 980519, 990123, 990510, 991216, 000301C, 000926, 010222, 011121, 011211, 020124, 020405, 020813, 030226, 030328, 030429, 041006. Diese GRBs wurden in Tab. 1 mit Zahlen in der zweiten Spalte nummeriert. Bei allen bis auf GRB 980519 sind die Rotverschiebungen bekannt. GRB 021211 würde zwar ebenfalls die Kriterien erfüllen, aber bei diesem *break* handelt es sich vermutlich um einen *cooling break* (s. Anhang A.36), weswegen dieser GRB nicht in die Auswahl aufgenommen wurde. Ebenso wurden GRB 030329 und GRB 021004 von der nachfolgenden Analyse ausgeschlossen, da sie signifikante Fluktuationen zeigen, die stark von dem Standardmodell abweichen. Diese zwei GRBs werden getrennt in § A.41 analysiert.

Die Lichtkurven-Parameter, die aus den in der Arbeit verwendeten Daten folgen, können verschieden sein von den Parametern, die andere Gruppen aus ihren Daten schlussfolgern. Der Grund ist der in der vorliegenden Arbeit unterschiedliche und in den meisten Fällen größere Datensatz. Ebenso ist zu beachten, dass die Resultate in unseren bisherigen Veröffentlichungen (Zeh et al., 2004, 2005, 2006; Kann et al., 2006)

zum Teil unterschiedlich zu den hier angegebenen Resultaten sind, da der Datensatz im Laufe der Zeit gewachsen ist.

In den Abbildungen 9 bis 12 werden die Distributionen der bestimmten Lichtkurvenparameter der 16 ausgewählten Afterglows gezeigt. Der Mittelwert des Helligkeitsabfalls vor dem break ist $\overline{\alpha_1} = 1.03 \pm 0.11$. Die Werte schwanken von $\alpha_1 = 0.58 \pm 0.05$ (GRB 000301C, Nummer 5) bis $\alpha_1 = 1.76 \pm 0.05$ (GRB 011121, Nummer 8). Die Werte des Helligkeitsabfalls nach dem break bewegen sich zwischen $\alpha_2 = 1.30 \pm 0.02$ (GRB 041006, Nummer 16) und $\alpha_2 = 3.03 \pm 0.27$ (GRB 030429, Nummer 15) mit einem Mittelwert von $\overline{\alpha_2} = 2.11 \pm 0.14$. Während die Distribution von α_1 (Abb. 9) zeigt, dass Werte zwischen $\alpha_1 = 0.5 \dots 0.9$ bevorzugt sind, ist die Verteilung von α_2 völlig homogen zwischen $\alpha_2 \approx 1.2 \dots 3$ (Abb. 10). Die Wertebereiche von α_1 und α_2 überlappen sich zwischen 1.2 und 1.8.

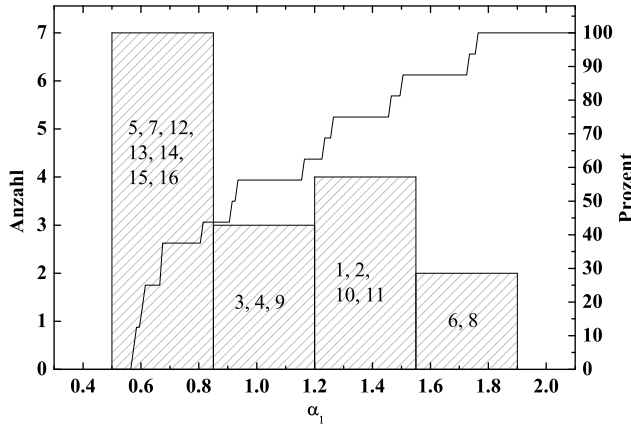


Abbildung 9. Die Distribution des pre-break Helligkeitsabfall α_1 der 16 ausgewählten Afterglows mit den am besten definierten Lichtkurven (Tab. 1). Als Binsgröße wurde 0.35 gewählt. Die durchgezogene Linie entspricht der kumulativen Distribution von α_1 .

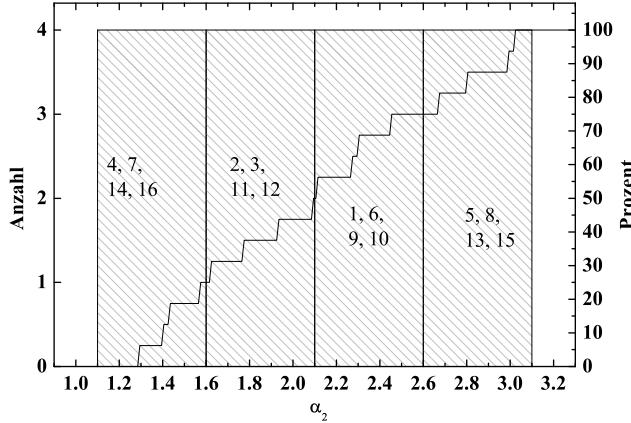


Abbildung 10. Die Distribution des post-break Helligkeitsabfall α_2 der 16 ausgewählten Afterglows mit den am besten definierten Lichtkurven (Tab. 1). Als Binsgröße wurde 0.5 gewählt. Die durchgezogene Linie entspricht der kumulativen Distribution von α_2 .

Die Abb. 11 zeigt die Distribution des Unterschieds zwischen dem Helligkeitsabfall vor und nach dem *break*, $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$. Die Distribution zeigt eine Häufung um $\Delta\alpha \approx 0.75$ und eine bei $\Delta\alpha \approx 2$. Die erste Häufung entspricht dem erwarteten Wert, werden nur geometrische Eigenschaften eines homogenen Jets mit konstantem Öffnungswinkel betrachtet (Mészáros & Rees, 1999). Ob die Bimodalität, die in der Distribution sichtbar ist, der Realität entspricht, oder ob die zweite Häufung sich lediglich zufällig in dem Ausläufer der höheren Werte gebildet hat, ist unsicher. Eine ähnliche Bimodalität wird von Panaitescu (2005b) gefunden. Die Distribution ist jedenfalls breiter als die Distributionen von α_1 und α_2 .

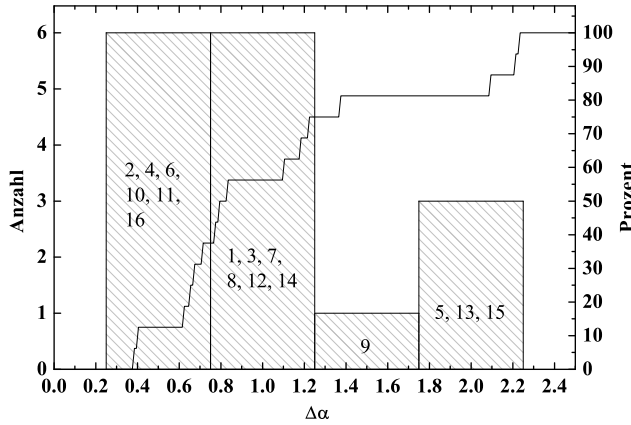


Abbildung 11. Die Distribution des Anstiegs des Helligkeitsabfalls nach einem Jet-break, $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$. Die Bin-größe ist 0.5. Die Nummerierung folgt der aus Tabelle 1. Die durchgezogene Linie entspricht der kumulativen Distribution.

In Abb. 12 wird die Distribution des Zeitpunktes des *breaks* (*break time*, t_b) gezeigt, auf die entsprechende Rotverschiebung des GRBs transformiert. Diese Distribution ist stark asymmetrisch. Niedrige Zeiten werden bevorzugt. Bei etwa 80% aller Fälle liegt die break time bei unter 1 Tag mit einer Häufung bei etwa 0.3 Tagen. Da die meisten *breaks* so früh auftreten, unterstützt dies die Ansicht, dass in vielen Fällen ein *break* nicht beobachtet werden konnte, weil keine frühen Daten vorlagen (s. Tab. 1 und Anhang A). Der Afterglow mit dem frühesten *break* ist der von GRB 041006 ($t_b/(1+z) = 0.14 \pm 0.02$ Tage), der mit dem spätesten *break* ist der von GRB 000301C ($t_b/(1+z) = 1.62 \pm 0.06$ Tage). Es ist also durchaus möglich, dass einige späte *breaks* nicht gefunden wurden, weil der Afterglow schon zu schwach war und von der Muttergalaxie oder einer unterliegenden SN überstrahlt wurde. Dies ist ein Hinweis, wenn auch kein Beweis, dass alle GRB-Afterglows einen *break* und somit alle GRBs einen kollimierten Ausfluss besitzen.

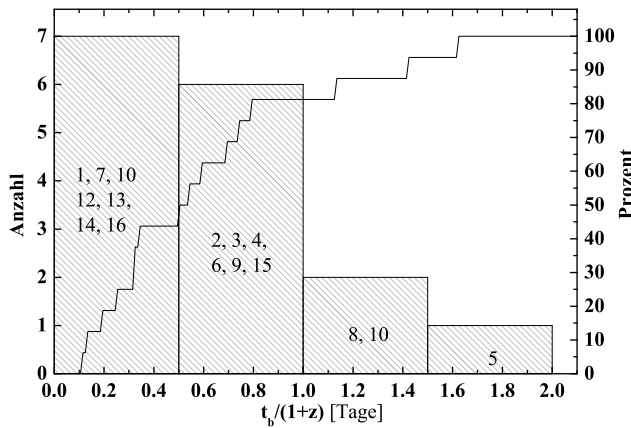


Abbildung 12. Die Distribution der *break time*, des Zeitpunktes des *breaks*, zurückgerechnet auf die jeweilige Rotverschiebung der Muttergalaxie des GRBs. Die Bingröße ist 0.5. Die Rotverschiebung von GRB 980519 (# 1) wurde zu $z = 1.5$ angenommen. Dieser GRB würde aber auch in den ersten Bin fallen, wenn eine Rotverschiebung von $z = 0$ angenommen werden würde. Die durchgezogene Linie repräsentiert wieder die kumulative Distribution.

Die Distribution des Parameters n in Gl. (39) lässt sich nicht so einfach beschreiben. Für etwa die Hälfte aller Fälle konnte der Wert des Parameters n durch die Kurvenanpassung bestimmt werden. Der Wertebereich bewegt sich zwischen $n = 0.91$ und $n = 4.87$. Bei der anderen Hälfte konvergiert der Wert $n \rightarrow \infty$ bei der Kurvenanpassung. Der Grund liegt an den mangelnden Daten um den *break*. Bei diesen Fällen wurde $n = 10$ fixiert. Ein kleineres n führte bei der Kurvenanpassung immer zu einem schlechteren $\chi^2/d.o.f.$ Ob sich hier eine Bimodalität abzeichnet, kann nicht geklärt werden.

Die Bedeutung der Verteilung des Parameters n und die theoretische Interpretation ist bis zum Zeitpunkt der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit noch offen.

4.2 Diskussion

4.2.1 Wind- oder ISM-Modell

Die Abb. 13 zeigt die Korrelationen zwischen den Parametern α_1 und α_2 im Vergleich zu den Standard Modellen (s. auch § 1.2.2, Gl. (4) bis 10). Das sind die Fälle $\nu < \nu_c$; $\nu > \nu_c$, $Y < 1$; $\nu > \nu_c$, $Y > 1$, $2 < p < 3$ und $\nu > \nu_c$, $Y > 1$, $p > 3$ für jeweils das ISM- und Wind-Modell. Y ist der Compton Parameter (Panaitescu & Kumar, 2001a, deren Gleichungen (21), (22) und (29)). Die Modelle mit $\nu < \nu_c$ und $Y < 1$ benötigen $p < 2$, um ein beobachtetes $\alpha_2 < 2$ erklären zu können. Im Besonderen gibt es eine Gruppe von fünf GRBs, diese sind GRB 990123 (# 2), 991216 (# 4), 010222 (# 7), 030328 (# 14) und GRB 041006 (# 16), die einen Wertebereich von $\alpha_2 \approx 1.5$ haben. Innerhalb der entsprechenden 1σ Fehler ist $\alpha_2 > 2$ und somit auch $p > 2$ ausgeschlossen. Auch andere Erklärungsversuche, wie eine flache Elektronenverteilung (Dai & Cheng, 2001; Bhattacharya, 2001; Wu et al., 2004), schlagen fehl, um so einen schwachen post-break Helligkeitsabfall beschreiben zu können.

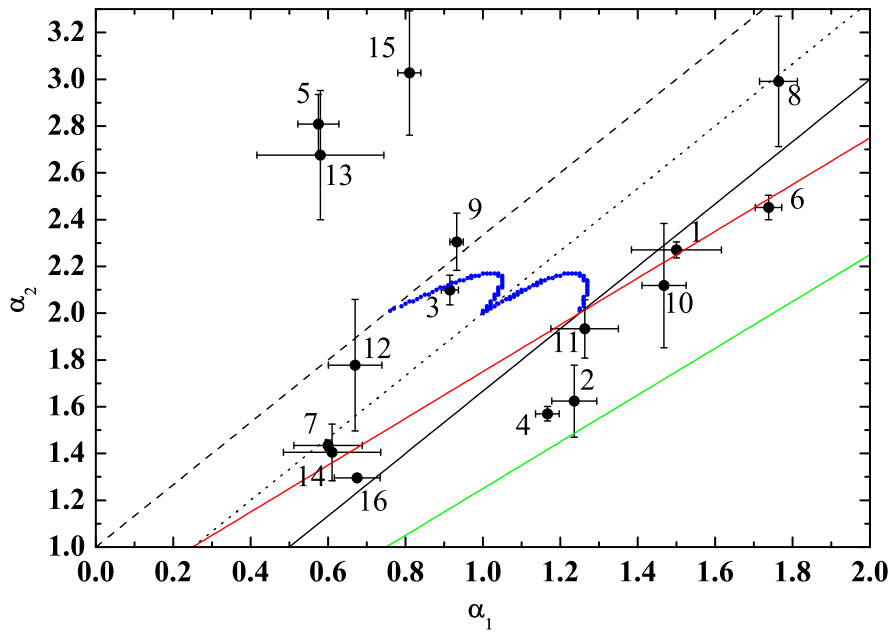


Abbildung 13. Die Afterglow-Parameter α_1 und α_2 im Vergleich zu den Standard Afterglow-Modellen (Panaitescu & Kumar, 2001a). Die gestrichelte, schwarze Linie zeigt das erwartete Verhalten von α_1 zu α_2 im ISM-Modell mit $\nu < \nu_c$ an. Die gepunktete Linie steht für das ISM/Wind-Modell mit jeweils $\nu > \nu_c$ und einem Compton-Parameter $Y < 1$. Die durchgezogene Linie repräsentiert das Wind-Modell mit $\nu < \nu_c$. Es sollte dabei beachtet werden, dass die Kurven auf $\alpha_2 < 2$ erweitert wurden. Die blauen Kurven repräsentieren den Fall $\nu > \nu_c$, $Y > 1$, $2 < p < 3$. Die rote Linie zeigt das erwartete Verhalten der Parameter, wird nur die Geometrie eines homogenen Jets in Betracht gezogen ($\alpha_2 = \alpha_1 + 0.75$). Die grüne Linie steht für die theoretische Vorhersage beim Durchgang des *cooling breaks* ($\alpha_2 = \alpha_1 + 0.25$).

Basierend auf den theoretischen Modellen, welche $p = \alpha_2$ vorhersagen, wird in dieser Arbeit ein relativ breiter Parameterraum gefunden ($p \approx 1.3 \dots 3$). Während die Ergebnisse für p für die individuellen Afterglows von Autor zu Autor verschieden sind, stimmen alle Studien darin überein, dass keine Universalität für p gefunden wird (z.B., Panaitescu & Kumar, 2001a,b, 2002; Preece et al., 2002; Yost et al., 2003; Panaitescu, 2005a; Zeh et al., 2006; Kann et al., 2006). Dies steht nicht in Übereinstimmung mit den Erwartungen theoretischer Modelle hochrelativistischer Schockwellen (Achterberg et al., 2001; Kirk et al., 2000; Freedman & Waxman, 2001).

Erlaubt man $p < 2$, zeigt Abb. 13, dass das Wind-Modell mit $\nu < \nu_c$ (durchgezogenen, schwarze Linie) für GRB 980519 (# 1), 990123 (# 2), 991216 (# 4), 000926 (# 6), 020124 (# 10), 020405 (# 11) und 041006 (# 16) bevorzugt ist, obwohl GRB 990123, 991216 und 000926 wegen einem relativ kleinen α_2 oder einem großen α_1 etwas abseits der erwarteten Kurve liegen. Bei GRB 990123 könnte das Verhalten von α_1 zu α_2 innerhalb der Fehler sogar auf einen *cooling break* hindeuten. Allerdings erfolgte der *break* relativ spät und zeigte ein achromatisches Verhalten, deshalb wird angenommen, dass es sich um einen schwach ausgeprägten *Jet-break* handelt.

Das ISM-Modell mit $\nu < \nu_c$ wird für GRB 990510 (# 3) und GRB 011211 (# 9) bevorzugt. GRB 020813 (# 12) könnte innerhalb der Fehler entweder ein ISM Fall mit $\nu < \nu_c$ oder ein ISM/Wind Fall mit $\nu > \nu_c$ sein. Im folgenden wird angenommen, dass es sich um einen ISM-Fall handelt. Die drei Afterglows, GRB 010222 (# 7), 011121 (# 8) und GRB 030328 (# 14), könnten ein ISM/Wind-Fall mit $\nu > \nu_c$ sein. Schließlich gibt es noch eine Gruppe von Außenseiter, wegen eines zu großen α_2 . Das sind GRB 000301C (# 5), 030226 (# 13) und GRB 030429 (# 15). Es ist schwierig zu verifizieren, ob diese Außenseiter eine eigenen Population repräsentieren, oder ob bei diesen Fällen einfach die Lichtkurven ungenügend bestimmt sind. Zum Beispiel zeigt der Afterglow von GRB 000301C eine Episode, in der der Afterglow signifikant zu hell ist. Dies wurde mit einem Mikrogravitationslinsen Effekt erklärt (Garnavich et al., 2000). Nach den Autoren führt das Entfernen dieses Effekts zu einem $\alpha_1 \approx 1.1$, was GRB 000301C näher an die theoretische Vorhersage des ISM-Modells mit $\nu < \nu_c$ bringen würde. Bei GRB 030226 gibt es Hinweise auf Fluktuationen in der Afterglow Lichtkurve (Klose et al., 2004). Zusammen mit dem relativ spärlichen Datensatz nach dem *break*, ist es wahrscheinlich, dass die späten Beobachtungen gerade dann aufhörten, als die Lichtkurve eine Fluktuation durchmacht. So könnte schließlich der *post-break* Helligkeitsabfall als zu groß bestimmt worden sein. Ebenso zeigen frühe Spektren von diesem Afterglow Eigenschaften, die auf ein Wind-Profil hinweisen (Klose et al., 2004). In dem Fall von GRB 030429 behaupten Jakobsson et al. (2004a) in der Lichtkurve des Afterglows eine signifikante Aufhellung bei 1.7 Tagen nach dem GRB zu finden. Sie empfehlen die Daten um die Aufhellung wegzulassen und die Kurvenanpassung mit einem fixierten $\alpha_2 = 1.7$ (bestimmt aus der SED und α - β -Relationen) durchzuführen. Das würde die Lichtkurve kompatibel mit dem ISM/Wind-Modell mit $\nu > \nu_c$ machen. Allerdings bleibt so im Unklaren, wie groß der Fehler von α_2 sein würde.

Werden GRB 000301C, 030226 und GRB 030429 vernachlässigt, dann zeigt sich in Abb. 13, dass die Gruppe der Afterglows, die eher mit dem Wind-Modell übereinstimmen größer ist, als die Gruppe die eher mit dem ISM-Modell übereinstimmt. Dagegen sind sich praktisch alle Studien in der Literatur einig, dass manche Afterglows besser mit dem Wind-Modell beschrieben werden können und andere besser mit dem

ISM-Modell. Die vorliegende Arbeit zeigt zum ersten Mal, dass das Wind-Szenario statistisch häufiger vorkommt. Tatsächlich lassen sich innerhalb ihrer 1σ -Fehler nahezu alle (α_1, α_2) Paare mit einem Wind-Profil in Übereinstimmung bringen, während dies für das ISM-Modell ausgeschlossen ist.

Es ist noch bemerkenswert, dass alle Afterglows mit einem sanften *break* ($n \approx 2$) zu der Gruppe gehören, die weniger kompatibel zu einem Wind-Profil sind und ein $\alpha_1 < 1$ besitzen.

4.2.2 Die Öffnungswinkel der Jets

Die Abbildungen 14 bis 16 zeigen die Distributionen der halben Öffnungswinkel θ_{jet} , der Jets aus der Auswahl der besten 16 GRBs. GRB 980519 ist allerdings nicht mit aufgeführt, da die Rotverschiebung für diesen GRB nicht bekannt ist. Der Öffnungswinkel θ_{jet} wurde jeweils mit dem ISM-Modell und dem Wind-Modell (§ 1.2.2) aus den beobachteten break Zeiten (t_b) berechnet, unter der Annahme des Uniformen Jet-Modells (Rhoads, 1999). In Abb. 14 wurde θ_{jet} nach Gl. (12) und in Abb. 15 nach Gl. (11) berechnet.

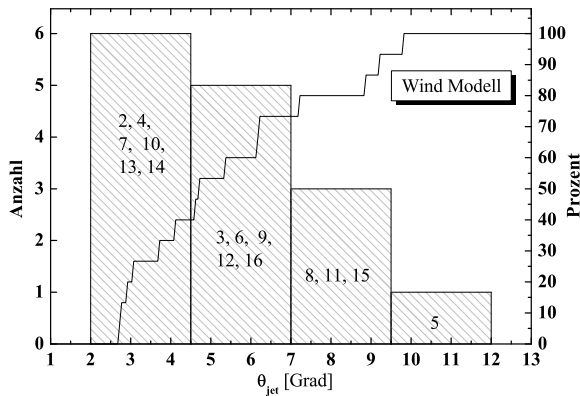


Abbildung 14. Die Distribution von θ_{jet} nach dem Wind-Modell berechnet (Gl. (12)). Die Bingröße beträgt 2.5 Grad. GRB 980519 ist nicht mit aufgeführt, da die Rotverschiebung nicht bekannt ist. Die durchgezogene Linie repräsentiert wieder die kumulative Distribution.

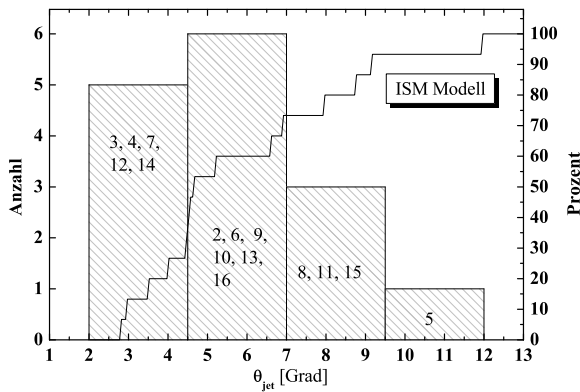


Abbildung 15. Die Distribution von θ_{jet} nach dem ISM-Modell berechnet (Gl. (12)). Die Bingröße beträgt 2.5 Grad. GRB 980519 ist nicht mit aufgeführt, da die Rotverschiebung nicht bekannt ist. Die durchgezogene Linie repräsentiert wieder die kumulative Distribution.

Abb. 16 zeigt die Distribution von θ_{jet} , in der der Öffnungswinkel für die unterschiedlichen GRBs mit dem ISM- bzw. Wind-Modell berechnet wurde, je nachdem was nach

Tabelle 2. Die berechneten Öffnungswinkel und die korrigierten Energiefreisetzen der GRBs

GRB	$\theta_{\text{jet, Wind}}$ [Grad]	$\theta_{\text{jet, ISM}}$ [Grad]	$\log(E_{\text{cor, ISM}})$ [erg]	$\log(E_{\text{cor, Wind}})$ [erg]
990123	2.83 ± 0.30	4.68 ± 0.77	51.86 ± 0.16	51.43 ± 0.11
990510	4.86 ± 0.15	3.51 ± 0.24	50.47 ± 0.08	50.76 ± 0.06
991216	3.80 ± 0.18	4.49 ± 0.84	51.15 ± 0.17	51.00 ± 0.07
000301C	10.09 ± 0.99	11.97 ± 0.99	50.78 ± 0.18	50.63 ± 0.19
000926	4.74 ± 0.42	6.63 ± 0.35	51.21 ± 0.16	50.92 ± 0.17
010222	2.84 ± 0.10	2.84 ± 0.15	50.93 ± 0.05	50.93 ± 0.04
011121	9.12 ± 0.57	9.19 ± 0.79	50.57 ± 0.12	50.56 ± 0.11
011211	6.41 ± 0.32	6.94 ± 0.58	50.75 ± 0.09	50.69 ± 0.07
020124	4.23 ± 0.61	4.58 ± 1.01	50.75 ± 0.20	50.69 ± 0.13
020405	7.41 ± 0.37	8.77 ± 0.82	50.99 ± 0.09	50.84 ± 0.05
020813	3.18 ± 0.26	4.02 ± 0.54	51.16 ± 0.12	50.96 ± 0.07
030226	5.53 ± 0.22	5.22 ± 0.40	50.40 ± 0.08	50.45 ± 0.06
030328	3.02 ± 0.16	3.00 ± 0.29	50.53 ± 0.09	50.53 ± 0.06
030429	9.48 ± 0.45	7.97 ± 0.55	50.10 ± 0.10	50.25 ± 0.09
041006	6.36 ± 0.34	4.50 ± 0.42	49.65 ± 0.10	49.95 ± 0.07

Abb. 13 (§ 4.2.1) wahrscheinlicher ist. So wurde für GRB 990510, 000301C, 011211, 020813, 030226 und GRB 030429 der Öffnungswinkel unter der Annahme des ISM-Modells nach Gl. (11) und für GRB 990123, 991216, 000926, 010222, 011121, 020124, 020405, 030328 und GRB 041006 unter der Annahme des Wind-Modells nach Gl. (12) berechnet.

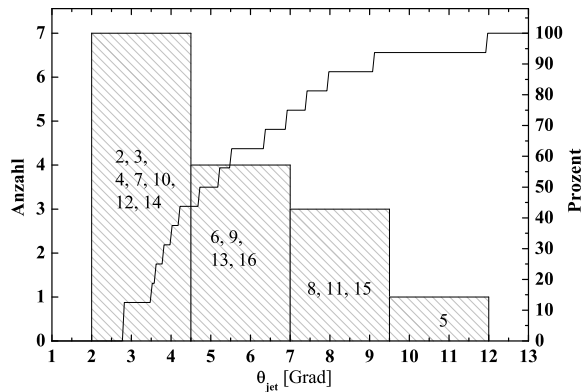


Abbildung 16. Die Distribution von θ_{jet} für den gemischten Fall (s. Text). Die Binsgröße beträgt 2.5 Grad. GRB 980519 ist nicht mit aufgeführt, da die Rotverschiebung nicht bekannt ist. Die durchgezogene Linie repräsentiert wieder die kumulative Distribution.

Die für die Berechnung benötigte isotrope Äquivalenzenergie E_{iso} , und im Fall des ISM-Modells, die Teilchendichte in der Umgebung des GRBs n_d , wurde aus Friedman & Bloom (2005) entnommen. Für das Wind-Modell wurde das Verhältnis von Massenverlustrate zu Windgeschwindigkeit $A_* = 1$ (siehe Chevalier & Li, 2000) angenommen.

Die entsprechenden Rotverschiebungen sind in Tab. 11 aufgeführt. Alle Distributionen sind stark asymmetrisch, mit bevorzugten Öffnungswinkeln zwischen 2° und 6° . Sie zeigen ein starkes Abfallen hin zu höheren Werten und eine mögliche untere Grenze von 2° . Die Werte für θ_{jet} stehen in Tab. 2. Für das Wind-Modell (Abb. 14) ergibt sich ein Mittelwert von $\overline{\theta_{jet}} = 5.59 \pm 0.64^\circ$, für das ISM-Modell (Abb. 15) $\overline{\theta_{jet}} = 5.89 \pm 0.68^\circ$ und für den gemischten Fall (Abb. 16) $\overline{\theta_{jet}} = 5.60 \pm 0.69^\circ$. Diese Ergebnisse stimmen mit vorhergehenden Untersuchungen überein (Frail et al., 2001; Panaitescu & Kumar, 2001b, 2002; Bloom et al., 2003b).

4.2.3 Korrelationen

Mit den hergeleiteten Öffnungswinkeln (§ 4.2.2) lassen sich auch die tatsächlichen, korrigierten Energiefreisetzen der GRBs berechnen. Die korrigierten Energien, E_{cor} , sind in Tab. 2 aufgeführt. In Kombination mit den Strahlungsmaxima der GRBs, E_{peak} , im Gammastrahlenband aus Friedman & Bloom (2005) lässt sich die von Ghirlanda et al. (2004) gefundene Korrelation zwischen E_{cor} und E_{peak} untersuchen. In den Abbildungen 17 bis 19 sind die so genannten Ghirlanda-Relationen für das ISM-Modell, das Wind-Modell und den entsprechenden gemischten Fall, bei dem die GRBs entsprechend ihrer Bevorzugung nach ISM- oder Wind-Modell behandelt werden (siehe § 4.2.1), dargestellt. Die durchgezogene Linie ist die jeweilige lineare Kurvenanpassung der Datenpunkte, während die gestrichelte Linie das Ergebnis aus Ghirlanda et al. (2004) darstellt. GRB 980519 (#1) ist nicht aufgeführt, da die Rotverschiebung nicht bekannt ist. Für GRB 000301C (#5), 000926 (#6) und GRB 010222 (#7) ist das Strahlungsmaximum E_{peak} nicht bekannt, daher werden sie auch nicht in den Abbildungen gezeigt.

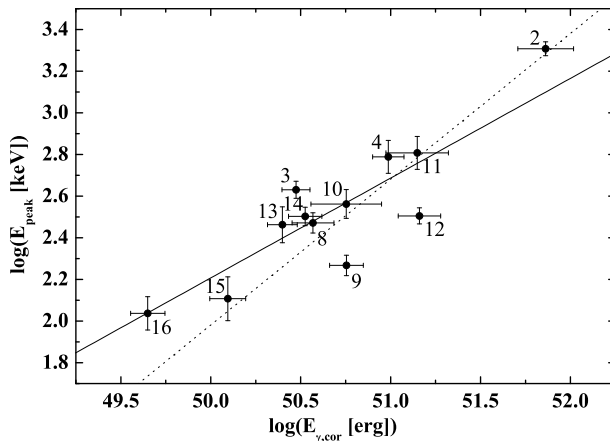


Abbildung 17. Die Ghirlanda Relation (Ghirlanda et al., 2004) wie sie aus den Daten der hier vorliegenden Arbeit folgt. Die korrigierte Energie (E_{cor}) wurde unter der Annahme des ISM-Modells berechnet. Die durchgezogene Linie stellt die Kurvenanpassung dar, die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis aus Ghirlanda et al. (2004).

Die jeweiligen Ergebnisse der Kurvenanpassung sind $E_{peak} \simeq 486 \times (E_{51,cor})^\eta$, mit $\eta = 0.48 \pm 0.07$ für den ISM-Fall, $E_{peak} \simeq 591 \times (E_{51,cor})^\eta$, mit $\eta = 0.75 \pm 0.09$ für den Wind-Fall und $E_{peak} \simeq 610 \times (E_{51,cor})^\eta$, mit $\eta = 0.66 \pm 0.08$ für den gemischten Fall. Diese Ergebnisse sind in qualitativer Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Ghirlanda et al. (2004) und Dai et al. (2004). Die Abweichungen lassen sich dadurch erklären, dass bei der Berechnung von θ_{jet} und somit auch von E_{cor} Annahmen über die Gasdichte n_d in der Umgebung des GRBs gemacht werden. In dieser Arbeit wurden die Werte aus

Friedman & Bloom (2005) genommen, die um einen Faktor $10/3$ höher sind, als die Werte die Ghirlanda et al. (2004) angenommen haben. Außerdem weichen die Energien im Gammastrahlenband in der Arbeit von Friedman & Bloom (2005) zum Teil merklich von denen von Ghirlanda et al. (2004) ab. Daher ist es nicht überraschend, dass auch die Ergebnisse unterschiedlich sind. Außerdem betrachtet Ghirlanda et al. (2004) auch nur das ISM-Modell. GRB 990123 (#2), 011211 (#9) und GRB 020813 (#12) liegen jeweils abseits der Kurve. Allerdings scheinen die Datenpunkte beim Wind-Modell weniger stark gestreut zu sein. Dies zeigt sich auch in dem höheren Korrelationskoeffizienten in Tab. 3. Werden allerdings im ISM-Modell die Gasdichte für #9 und #12 von $n_d = 10 \text{ cm}^{-3}$ auf $n_d = 1 \text{ cm}^{-3}$ gesenkt, wandern die Datenpunkte nach links und liegen nicht mehr abseits der Kurve. Entsprechend kann im Wind-Modell der Parameter A_* geändert werden, damit die Datenpunkte keine Außenseiter mehr darstellen.

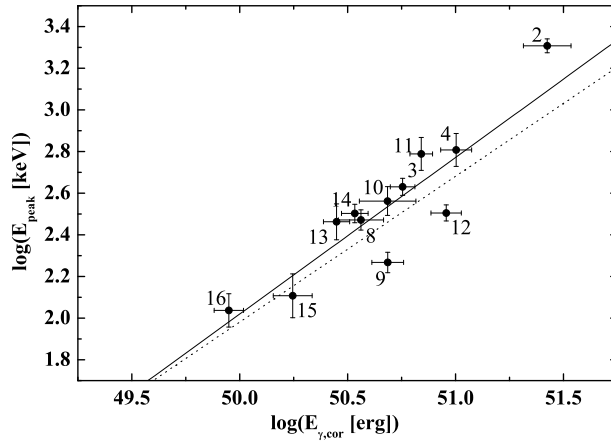


Abbildung 18. Wie Abb. 17, nur für das Wind-Modell.

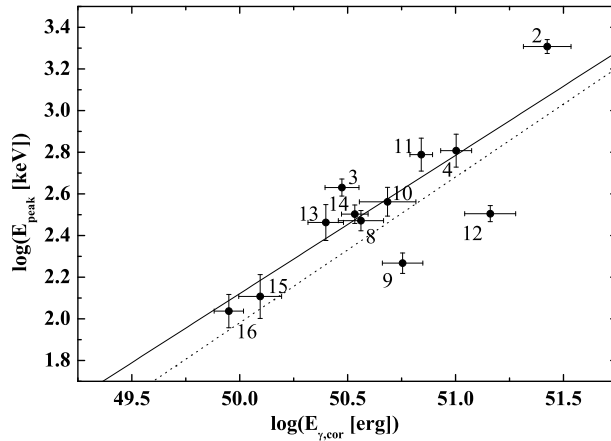


Abbildung 19. Wie Abb. 17, nur für den gemischten Fall (s. Text).

Es ist nicht das Ziel der vorliegenden Arbeit die Rolle der Außenseiter in der Ghirlanda Relation zu untersuchen. Dazu ist auch die Datenbasis nicht groß genug. Es soll aber hier darauf aufmerksam gemacht werden, dass auch die Relation zwischen der isotropen Äquivalenzenergie und dem Strahlungsmaximum im Gammastrahlen-Band (Amati et al., 2002) ebenfalls nicht sehr eng ist. Nakar & Piran (2005) zeigen, dass etwa 25% aller BATSE GRBs signifikant von dieser empirischen Relation abweichen (siehe auch Band & Preece, 2005).

Tabelle 3. Der absolute Wert des Korrelationskoeffizienten zwischen den verschiedenen Parametern

	$\Delta\alpha$	$t_b/(1+z)$	$\theta_{\text{jet,ISM}}$	$\theta_{\text{jet,Wind}}$	$\theta_{\text{jet,Mix}}^a$	$\log(E_{\text{cor,ISM}})$	$\log(E_{\text{cor,Wind}})$	$\log(E_{\text{cor,Mix}})^a$	$\log(E_{\text{peak}})$	z
α_1	0.50	0.30	0.55	0.33	0.02	0.29	0.39	0.37	0.46	0.20
α_2	0.65	0.46	0.69	0.74	0.66	0.49	0.51	0.50	0.77	0.75
$\Delta\alpha$...	0.62	0.36	0.55	0.37	0.40	0.19	0.24	0.31	0.55
$t_b/(1+z)$	0.82	0.58	0.62	0.28	0.31	0.29	0.01	0.53
$\theta_{\text{jet,ISM}}$	0.14	0.37	0.28	0.18	0.00
$\theta_{\text{jet,Wind}}$	0.49	0.66	0.67	0.53	0.14
$\theta_{\text{jet,Mix}}^a$	0.43	0.58	0.52	0.55	0.15
$\log(E_{\text{cor,ISM}})$	0.81	0.05
$\log(E_{\text{cor,Wind}})$	0.91	0.03
$\log(E_{\text{cor,Mix}})^a$	0.78	0.03
$\log(E_{\text{peak}})$	0.01

^aHier wurden die GRBs entsprechend ihrer Bevorzugung des ISM- oder Wind-Modells verwendet (§ 4.2.1).

Zusätzlich zu der Ghirlanda-Relation wurde nach weiteren Korrelationen zwischen den Afterglow-Parametern und den Parametern der GRBs im Gammastrahlen-Band und den hergeleiteten Parametern hin untersucht. In Tabelle 3 sind die entsprechenden Korrelations-Koeffizienten der jeweils gewichteten, linearen Kurvenanpassung aufgeführt. Die Ghirlanda-Relation besteht zwischen $\log E_{\text{cor}}$ und $\log E_{\text{peak}}$. Es wird erwartet, dass relativ enge Korrelationen zwischen θ_{jet} und $t_b/(1+z)$ und zwischen θ_{jet} und $\log E_{\text{cor}}$ bestehen, da θ_{jet} über $t_b/(1+z)$ und $\log E_{\text{cor}}$ über θ_{jet} hergeleitet wurden. Die Korrelationen für das Wind-Modell liegen merklich höher, als die des ISM-Modells. Dies ist ein weiterer Hinweis, dass die meisten Dichteprofile um einen GRB von einem Sternwind geprägt sind. Neben der Ghirlanda-Relation und den oben erwähnten, gibt es noch weitere Korrelationen, die nach dem Absolutwert des Korrelations-Koeffizienten signifikant zu sein scheinen. Allerdings zeigt die visuelle Inspektion keine Rechtfertigung dieser Schlussfolgerung. Dies trifft auch für die potentielle Korrelation zwischen α_1 und θ_{jet} , die bei Röntgendaten gefunden wurde (Liang, 2004). Es scheint, dass der Parameter α_2 mit allen anderen Parametern mehr oder weniger gut korreliert ist, auch mit der Rotverschiebung. Andererseits sind θ_{jet} , $\log E_{\text{cor}}$ und $\log E_{\text{peak}}$ überhaupt nicht korreliert mit der Rotverschiebung. Daher wird gefolgert, dass es keinen Beweis für einen evolutionären Effekt in den initialen Explosionsparametern, über einen großen Bereich der kosmologischen Rotverschiebung, gibt.

Besonders interessant ist der Parameter n , der die Schärfe des *breaks* widerspiegelt (Gl. 39). Der Wert dieses Parameters konnte nicht für alle Afterglows bestimmt werden. Allerdings fällt es auf, dass jedes Mal, wenn dieser Parameter auf einen relativ hohen Wert fixiert werden musste, um eine akzeptable Kurvenanpassung zu bekommen, der pre-break Helligkeitsabfall bei $\alpha_1 > 1$ liegt. Um nachzuprüfen, ob es sich dabei um ein numerisches Problem handeln könnte, wurde die Afterglow-Lichtkurve von GRB 030329 zwischen 0.28 Tagen und 1 Tag nach dem GRB untersucht. Während dieser Zeit soll der Jet-break stattgefunden haben (z.B., Uemura et al., 2003), der *cooling break* (Sato et al., 2003) und die Fluktuationsepisoden (z.B., Lipkin et al., 2004) werden aber ausgeschlossen. Die Datendichte ist in dieser Zeitperiode hoch genug, um selbst einen hohen Wert des Parameters n festzustellen. In der Tat wird ein hoher Wert gefunden: $\alpha_1 = 1.17 \pm 0.01$, $t_b = 0.68 \pm 0.02$ Tage, $\alpha_2 = 2.21 \pm 0.07$ und $n = 7.54 \pm 1.47$. Wird dies zu der Zusammenstellung der bestimmten Parameter n hinzugefügt, lässt sich ein

schwacher Trend zwischen α_1 und n erkennen (Abb. 20).

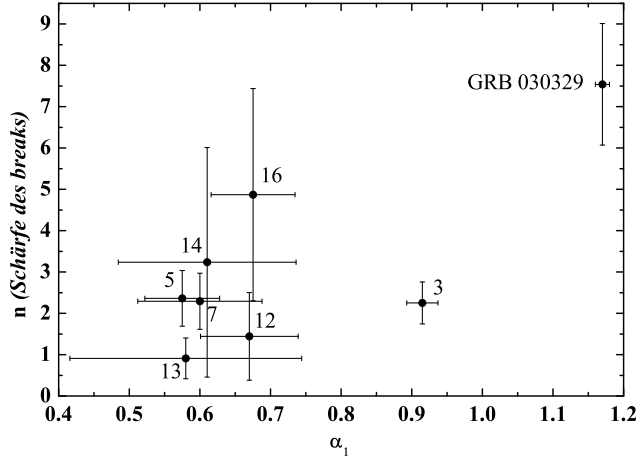


Abbildung 20. Die Relation des pre-break Helligkeitsabfalls α_1 und der Schärfe des breaks n . Für alle Afterglows in dieser Abbildung musste der Parameter n auf den Wert $n = 10$ fixiert werden, um eine akzeptable Kurvenanpassung durchführen zu können. In all diesen Fällen wird auch ein $\alpha_1 > 1$ gefunden. Zusätzlich zeigt diese Abb. eine spezielle Kurvenanpassung der Afterglow-Lichtkurve von GRB 030329 (siehe Text und § A.41). Dies ist der einzige Fall wo $\alpha_1 > 1$ ist und ein Wert für n bestimmt werden konnte.

Dies impliziert, dass ein schwacher pre-break Helligkeitsabfall zu einem weichen break führt, oder anders herum ein weicher break einen schwachen pre-break Helligkeitsabfall voraussetzt. Da aber nur sehr wenige Werte von n bekannt sind, wird dies nicht als signifikanter Beweis einer Korrelation gewertet. Außerdem kann ein beobachterischer Bias nicht ausgeschlossen werden. Afterglows mit schwachem Helligkeitsabfall sind eine längere Zeit hell und somit leichter zu beobachten. Daher wird die Anzahl der Daten um den break gewöhnlich höher sein, im Vergleich zu den meisten Afterglows mit einem steilen Helligkeitsabfall. Eine hohe Datendichte um den break ist aber wichtig, um den Wert von n bestimmen zu können.

4.2.4 Feinstruktur in den Afterglow-Lichtkurven

Prinzipiell beschreibt die Gl. (39) nur eine Annäherung erster Ordnung an die beobachteten Afterglow-Lichtkurven. In der vorliegenden Arbeit wird angenommen, dass die Residuen ($\Delta m = m_{\text{beobachtet}} - m_{\text{angepasst}}$), die nach Subtraktion der angepassten Kurve von den Beobachtungsdaten übrig bleiben, Feinstrukturen in der Afterglow Lichtkurve darstellen. Das Erkennen von Feinstruktur in den optischen Afterglows hängt stark von der Dichte der Beobachtungen ab. Das macht es schwierig, die Feinstruktur der einzelnen Afterglows zu vergleichen. Einerseits ist es bekannt, dass einige Afterglows nahezu keine Feinstruktur aufweisen (z.B. bei GRB 020813, Laursen & Stanek, 2003), während andere einen beträchtlichen Anteil an Feinstruktur zeigen (z.B. GRB 030329, Lipkin et al., 2004). Um das Auftreten der Feinstruktur besser untersuchen zu können, wurden alle Residuen hinsichtlich ihrer evolutionären Phase des Afterglows verschoben. Es wird angenommen, dass dies bewerkstelligt werden kann, indem die Zeit t nach dem GRB bezüglich der break time t_b der entsprechenden GRBs normiert wird. Die Abbildung 21 zeigt alle Residuen der 16 Afterglows als Funktion von t/t_b . Zusätzlich wurden die Residuen von GRB 021004 und GRB 030329 eingezeichnet. Es wurden allerdings nur die Daten verwendet, deren Fehler geringer oder gleich 0.05 mag betragen. Das Verhältnis

von t/t_b ist unabhängig gegenüber der Rotverschiebung und erlaubt einige Schlussfolgerungen über das Auftreten der Feinstrukturen in den Afterglow-Lichtkurven.

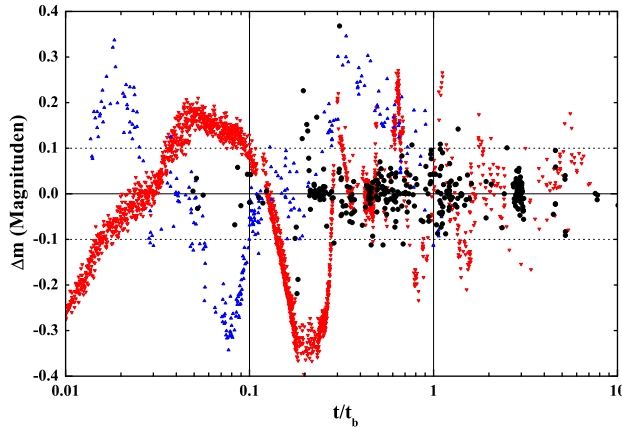


Abbildung 21. Die Residuen ($\Delta m = m_{\text{beob}} - m_{\text{angep}}$) aller 16 Afterglows der Auswahl (Tab. 1; schwarze Punkte). Es sind nur die Datenpunkte aufgezeigt, deren Fehler weniger oder gleich 0.05 mag beträgt. Die Zeitachse ist bezüglich der *break time* normalisiert. Zum Vergleich sind die Residuen von GRB 021004 (blaue Dreiecke) und GRB 030329 (rote Dreiecke) eingezeichnet. Die starken Abweichungen von dem empirischen Beuermann-Gesetz (Gl. 39) sind deutlich zu sehen.

Es zeigt sich kein evolutionärer Effekt in den Daten. Die Streuung der Feinstruktur der 16 Afterglows ist in der pre-break evolutionären Phase von $0.1 \leq t/t_b \leq 1$ ebenso groß wie in der post-break evolutionären Phase von $1 \leq t/t_b \leq 10$; etwa ± 0.1 mag. Lediglich ein paar Daten um $t/t_b \approx 0.2$ erreichen eine Abweichung von ± 0.2 mag. Dies sind hauptsächlich Daten von GRB 011211 (Holland et al., 2002; Jakobsson et al., 2004b) und zeigen statistisch gesehen keine Signifikanz. Auch wenn die individuellen photometrischen Fehler größer gewählt werden, ändert sich das Bild nicht, aber die statistische Signifikanz nimmt ab. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass durchschnittlich gesehen keine unregelmäßigen Oberflächenstrukturen der Afterglow Schockfronten (*patchy shell model*, Mészáros et al., 1998; Nakar et al., 2003) zu Zeiten später als $t/t_b = 0.1$ auftreten. Eine mögliche Ausnahme ist GRB 011211. Zusätzlich ist festzustellen, dass die Amplitude der Feinstruktur aller 16 Afterglows als Gruppe betrachtet (± 0.1 mag) um den Faktor 4 kleiner ist im Vergleich zur Feinstruktur (oder den Fluktuationen) der optischen Afterglows von GRB 021004 (z.B., de Ugarte Postigo et al., 2005) und GRB 030329 (Lipkin et al., 2004), die zum Vergleich dargestellt wurden. Die letzten beiden Afterglows verhalten sich tatsächlich völlig verschieden, wenn man sie mit allen anderen Afterglows vergleicht, die untersucht wurden.

Andererseits sind sich aber die Residuen der frühen Afterglows von GRB 021004 und GRB 030329 sehr ähnlich. Mittels χ^2 -Minimierung wird deutlich, dass bei einer Verschiebung der Lichtkurve von GRB 021004 in t/t_b um den Faktor 2.7 die frühen Lichtkurven beider GRBs sich nahezu überlagern (das χ^2 -Minimum ist nicht scharf abgegrenzt; so sind Verschiebungen zwischen 2.4 und 3.0 akzeptabel). Wenn sich über die Feinstruktur ein Rückschluss auf die Materiedichte in der Umgebung der GRBs ziehen lässt, so impliziert dies, dass diese sehr ähnlich zu sein müssen, obwohl es sich hierbei um GRBs zweier sehr unterschiedlicher kosmologischer Epochen handelt.

5 Die SEDs der Afterglows

5.1 Ergebnisse

Von den 59 untersuchten GRBs wurden 30 in mehr als drei photometrischen Bändern beobachtet. Somit konnte eine spektrale Energieverteilung daraus konstruiert und auch parametrisiert werden (s. § 3.4.2). Die Ergebnisse der jeweiligen Kurvenanpassung mit Gl. (43) der unterschiedlichen Extinktionsmodelle ist in Tabelle 4 aufgelistet. GRB 000131 wurde ebenfalls dazu gezählt, obwohl wegen der hohen Rotverschiebung von $z = 4.5$ (Andersen et al., 2000) nur drei Farben verwendet werden konnten (s. § A.17). Die einzelnen SEDs sind jeweils in Anhang A zu sehen.

Es lassen sich wieder große Unterschiede in der Qualität der SEDs feststellen. In einigen Fällen lieferte die Kurvenanpassung negative Extinktion, besonders häufig bei dem MW-Staubmodell. In anderen Fällen wurde $\beta < 0$, während das Feuerball-Schock-Modell Werte von $\beta > 0$ impliziert, zumindest in den Zeiten und in den Wellenlängenbereichen die in der vorliegenden Arbeit berücksichtigt werden. Die SEDs dieser Afterglows (z.B. GRB 971214, § A.3) zeigen einen relativ schwachen spektralen Helligkeitsabfall und eine starke Krümmung der Kurve. Wird diese Krümmung durch die Annahme von Extinktion herauskorrigiert, liefert das ein $\beta < 0$. Eine Erklärung für dieses Phänomen wäre Staub mit einer höheren Extinktion im fernen UV-Bereich. Allerdings unterstützen kürzlich vorgenommene Studien über Quasare bei hohen Rotverschiebungen diese Idee nicht (Maiolino et al., 2004). Es soll noch mal darauf hingewiesen werden, dass in solchen Fällen meistens auch die Datenbasis recht spärlich ist. Ein weiteres Problem sind die oft sehr großen Fehler von A_V und β . Da während der Kurvenanpassung alle drei Parameter (einschließlich F_0) gleichzeitig variiert werden, entstehen große Querschnitts-Fehler, da die Fehler von β und A_V miteinander korreliert sind.

Um daher einen möglichst homogenen Ergebnissatz zu bekommen, der eine weiterführende Analyse erlaubt, müssen Auswahlkriterien getroffen werden. Folgende Kriterien wurden benutzt.

- Der 1σ -Fehler von A_V (ΔA_V) und von β ($\Delta\beta$) sollen jeweils ≤ 0.5 sein.
- $A_V + \Delta A_V \geq 0$.
- Fälle, in denen alle Kurvenanpassungen (MW, LMC und SMC) $A_V < 0$ finden, werden nicht berücksichtigt, auch wenn sie die vorhergehenden Kriterien erfüllen.
- $\beta > 0$.
- eine bekannte Rotverschiebung.

Da es keine Fälle gibt, in denen das LMC-Staubmodell klar dem MW- oder SMC-Staubmodell bevorzugt wird (Tab. 4), wurde der LMC-Staub in der weiteren Analyse nicht mehr berücksichtigt.

Die obige Kriterien erfüllen 19 GRBs. Sie sind in Tabelle 5 aufgelistet. Bei jeweils acht GRBs erfüllt nur ein Staubmodell alle Kriterien und ist demzufolge stark bevorzugt. Sie sind in Tab. 5 mit einem Sternchen in der zweiten Spalte gekennzeichnet. Für GRB 000131 konnte keine Unterscheidung zwischen den einzelnen Staubmodellen gemacht werden, da hier die Kurvenanpassung ohne Extinktion durchgeführt wurde. Für

Tabelle 4. Die Ergebnisse der Kurvenanpassungen der SEDs

GRB	# ^a	Filter ^b	MW Staub			LMC Staub			SMC Staub		
			χ^2_{dof}	β	A_V	χ^2_{dof}	β	A_V	χ^2_{dof}	β	A_V
970508		<i>BVR_CIC_KS</i>	2.73	0.32 ± 0.15	0.38 ± 0.11	2.00	0.11 ± 0.20	0.55 ± 0.15	1.14	0.00 ± 0.22	0.61 ± 0.15
971214		<i>R_CIC_{JK}</i>	0.32	2.26 ± 0.81	-1.44 ± 0.72	0.14	-1.26 ± 0.95	1.06 ± 0.52	0.09	-0.50 ± 0.58	0.44 ± 0.21
980519 ^c	1	<i>UBVR_CIC</i>	0.61	1.11 ± 0.11	-0.03 ± 0.05	0.73	1.10 ± 0.26	-0.02 ± 0.12	0.01	0.44 ± 0.54	0.22 ± 0.19
980703		<i>BVR_CIC_{JHK}</i>	2.28	0.57 ± 0.92	1.93 ± 0.91	2.10	0.57 ± 0.85	1.85 ± 0.81	2.33	1.05 ± 0.66	1.32 ± 0.59
990123	2	<i>UBVR_CIC_{JHK}</i>	0.21	0.62 ± 0.09	-0.06 ± 0.07	0.35	0.50 ± 0.20	0.04 ± 0.13	0.20	0.46 ± 0.12	0.04 ± 0.05
990510	3	<i>BVR_CIC</i>	0.03	0.89 ± 0.11	-0.05 ± 0.05	0.01	1.12 ± 0.31	-0.15 ± 0.15	0.58	0.30 ± 0.69	0.18 ± 0.24
991208		<i>BVR_CIC_K</i>	0.20	0.23 ± 0.37	0.80 ± 0.29	0.17	0.07 ± 0.43	0.93 ± 0.34	0.26	0.19 ± 0.40	0.76 ± 0.28
991216	4	<i>BVR_CIC_{JHK}</i>	0.12	0.38 ± 0.11	0.13 ± 0.08	0.16	0.32 ± 0.15	0.18 ± 0.11	0.29	0.30 ± 0.17	0.18 ± 0.13
000131 ^d		<i>IC_{HKS}</i>	<0.01	0.66 ± 0.34	0	<0.01	0.66 ± 0.34	0	<0.01	0.66 ± 0.34	0
000301C	5	<i>BVR_CIC_{JK}</i>	2.48	0.88 ± 0.07	-0.03 ± 0.05	2.03	0.59 ± 0.19	0.16 ± 0.11	1.14	0.59 ± 0.12	0.12 ± 0.06
000911		<i>BVR_CIC_{JKS}</i>	0.26	0.75 ± 0.26	0.20 ± 0.22	0.28	0.67 ± 0.36	0.27 ± 0.30	0.33	0.65 ± 0.40	0.27 ± 0.32
000926	6	<i>BVR_CIC_{JHK}</i>	1.02	1.43 ± 0.07	0.07 ± 0.05	1.67	1.29 ± 0.20	0.04 ± 0.12	0.37	1.01 ± 0.16	0.15 ± 0.07
010222	7	<i>UBVR_CIC_{JK}</i>	1.35	1.18 ± 0.07	-0.03 ± 0.04	1.36	1.02 ± 0.20	0.07 ± 0.10	0.58	0.76 ± 0.22	0.14 ± 0.08
010921		<i>UBVR_Cr[*]i[*]</i>	0.07	0.81 ± 1.21	0.91 ± 0.82	0.06	0.03 ± 1.88	1.44 ± 1.29	0.03	-1.01 ± 2.71	1.91 ± 1.66
011121	8	<i>UBVR_CIC_{JK}</i>	0.55	0.55 ± 0.15	0.49 ± 0.18	0.54	0.55 ± 0.15	0.47 ± 0.17	0.49	0.61 ± 0.13	0.39 ± 0.14
011211	9	<i>BVR_CIC_{JK}</i>	2.03	0.88 ± 0.09	-0.24 ± 0.06	7.12	0.38 ± 0.24	0.11 ± 0.14	1.89	0.00 ± 0.15	0.25 ± 0.06
020124	10	<i>R_CIC_{JKS}</i>	0.14	1.29 ± 0.65	-0.44 ± 0.59	0.15	-0.49 ± 1.77	1.34 ± 0.98	0.01	0.11 ± 0.85	0.28 ± 0.33
020405	11	<i>BVR_CIC_{JHK}S</i>	1.82	0.96 ± 0.20	0.14 ± 0.18	1.75	0.91 ± 0.22	0.19 ± 0.20	1.75	0.94 ± 0.19	0.15 ± 0.16
020813	12	<i>UBVR_CIC_{JHK}</i>	1.62	1.03 ± 0.11	0.01 ± 0.08	1.10	0.74 ± 0.20	0.19 ± 0.12	0.95	0.81 ± 0.14	0.12 ± 0.07
021004		<i>BVR_CIC_{JHK}S</i>	1.62	1.31 ± 0.10	-0.20 ± 0.08	1.57	0.56 ± 0.22	0.27 ± 0.11	0.69	0.67 ± 0.14	0.14 ± 0.05
021211		<i>BVR_CIC_{JHK}S</i>	1.16	0.15 ± 0.23	-0.04 ± 0.15	1.13	0.22 ± 0.32	-0.09 ± 0.23	1.05	0.38 ± 0.40	-0.19 ± 0.27
030226	13	<i>BVR_CIC_{JHK}</i>	0.15	0.77 ± 0.06	-0.06 ± 0.04	0.57	0.78 ± 0.18	-0.05 ± 0.11	0.32	0.57 ± 0.12	0.06 ± 0.06
030227		<i>BR_CHK</i>	1.41	0.78 ± 2.17	0.38 ± 1.81	0.74	2.23 ± 1.15	-0.76 ± 0.87	0.48	1.89 ± 0.67	-0.44 ± 0.43
030323		<i>R_CIC_{JHK}</i>	5.91	1.43 ± 0.35	-0.32 ± 0.31	6.35	1.30 ± 0.54	-0.12 ± 0.28	6.41	1.14 ± 0.31	-0.02 ± 0.11
030328	14	<i>UBVR_CIC</i>	0.23	0.51 ± 0.06	0.00 ± 0.03	0.22	0.49 ± 0.15	0.01 ± 0.07	0.18	0.36 ± 0.45	0.05 ± 0.15
030329		<i>UBVR_CIC_{JH}</i>	0.10	0.30 ± 0.22	0.54 ± 0.22	0.09	0.32 ± 0.21	0.50 ± 0.20	0.06	0.41 ± 0.17	0.39 ± 0.15
030429	15	<i>VR_CIC_{JHK}S</i>	2.60	1.51 ± 0.09	-0.28 ± 0.07	7.72	1.11 ± 0.33	0.05 ± 0.19	1.79	0.22 ± 0.24	0.40 ± 0.10
030723 ^c		<i>UBVR_Ci_JS_{HKS}</i>	0.16	0.58 ± 0.26	0.48 ± 0.29	0.15	0.58 ± 0.25	0.42 ± 0.28	0.19	0.66 ± 0.21	0.32 ± 0.22
040924		<i>VR_CIC_K</i>	0.10	0.59 ± 0.61	0.21 ± 0.62	0.10	0.58 ± 0.64	0.22 ± 0.62	0.09	0.63 ± 0.48	0.16 ± 0.44
041006	16	<i>BVR_CIC_H</i>	0.06	0.36 ± 0.27	0.11 ± 0.23	0.05	0.32 ± 0.33	0.14 ± 0.28	0.05	0.34 ± 0.30	0.12 ± 0.23

^aZeigt die entsprechende Nummer der Auswahl in Tabelle 1 an.

^bFilter, die nicht für eine Kurvenanpassung benutzt wurden (z.B. wegen Lyman Absorption), sind nicht aufgeführt. Die Anzahl der Freiheitsgrade der Kurvenanpassung ist immer die Anzahl der Filter minus drei, außer für GRB 000131.

^cFür GRB 980519 und XRF 030723 wurden Annahmen für die Rotverschiebung gemacht (s. Anhang A).

^dDa für GRB 000131 nur drei Farben zur Verfügung standen, konnte keine Kurvenanpassung mit drei freien Parametern durchgeführt werden. Die Kurvenanpassung wurde durchgeführt unter der Annahme, dass keine Extinktion vorhanden war ($A_V = 0$). Somit konnte kein Vorzug des Extinktionsmodells festgestellt werden. Die Kurvenanpassung hatte einen Freiheitsgrad.

Tabelle 5. Die Auswahl der 19 am besten bestimmten SEDs aus Tabelle 4

GRB	Staubmodell ^a	χ^2_{dof}	β	$A_V, \text{ host}$
970508	MW*	2.73	0.32 ± 0.15	0.38 ± 0.11
990123	SMC*	0.20	0.46 ± 0.12	0.04 ± 0.05
991208	MW	0.20	0.23 ± 0.37	0.80 ± 0.29
991216	MW	0.12	0.38 ± 0.11	0.13 ± 0.08
000131	—	<0.01	0.66 ± 0.34	0
000301C	SMC*	1.14	0.59 ± 0.12	0.12 ± 0.06
000911	MW	0.26	0.75 ± 0.26	0.20 ± 0.22
000926	SMC*	0.37	1.01 ± 0.16	0.15 ± 0.07
010222	SMC*	0.58	0.76 ± 0.22	0.14 ± 0.08
011121	SMC	0.49	0.61 ± 0.13	0.39 ± 0.14
020405	SMC	1.75	0.94 ± 0.19	0.15 ± 0.16
020813	SMC	0.95	0.81 ± 0.14	0.12 ± 0.07
021004	SMC*	0.69	0.67 ± 0.14	0.14 ± 0.05
030226	SMC*	0.32	0.57 ± 0.12	0.06 ± 0.06
030328	SMC	0.18	0.36 ± 0.45	0.05 ± 0.15
030329	SMC	0.06	0.41 ± 0.17	0.39 ± 0.15
030429	SMC*	1.79	0.22 ± 0.24	0.40 ± 0.10
040924	SMC	0.09	0.63 ± 0.48	0.16 ± 0.44
041006	MW	0.06	0.36 ± 0.27	0.11 ± 0.23

^aDiese Spalte zeigt das Staubmodell an, welches bei der Kurvenanpassung verwendet wurde. Ein Sternchen gibt an, dass dieses Staubmodell stark bevorzugt wird. Wird kein Sternchen angezeigt, gibt es nur schwache Argumente, die für dieses Staubmodell sprechen. Ist kein Staubmodell angegeben, ist $A_V = 0$ und es kann keine Aussage über das Staubmodell getroffen werden.

die restlichen 10 GRBs lieferte die Bestimmung zwischen den beiden Staubmodellen keine zweifelsfreien Ergebnisse. Es konnte demgemäß keine Bestimmung des bevorzugten Staubmodells gemacht werden. Es wurde allerdings jeweils das Staubmodell verwendet, welches die kleineren Fehler bei den Parametern lieferte. Dies ergibt schließlich 19 $A_V - \beta$ -Paare, mit denen eine weiterführende Analyse vorgenommen werden kann.

5.2 Diskussion

5.2.1 Die Extinktion in den GRB-Muttergalaxien

Eine Begutachtung von Tabelle 5 zeigt, dass SMC-Staub die bevorzugte Staubart der GRB-Muttergalaxie ist. Von den acht Fällen, die eine klare Aussage über das bevorzugte Staubmodell zulassen, wird in sieben Fällen SMC-Staub vorgezogen. Lediglich

für GRB 970508 gibt es Hinweise für MW-Staub. Dies ist ein Hinweis, dass in den meisten Fällen das interstellare Medium der GRB-Muttergalaxie metallarm ist. Dieses Ergebnis überrascht nicht, da Studien über GRB-Muttergalaxien zeigen, dass die meisten davon blaue, leuchtschwache Galaxien mit niedriger Metallizität sind (z.B., Fynbo et al., 2003; Le Floc'h et al., 2003; Jakobsson et al., 2005).

Diese Bevorzugung von SMC-Staub wurde bereits von anderen Gruppen bei einzelnen GRBs gefunden (siehe Anhang A). Allerdings werden die Ergebnisse in dieser Arbeit auf einer statistischen Basis zusammengefasst und können somit als Werkzeug dienen, um die Eigenschaften kosmischen Staubs in entfernten Galaxien zu studieren.

Von den 19 GRBs, die in Tabelle 5 angegeben sind, zeigen 11 GRBs signifikante Extinktion ($A_V - \Delta A_V > 0$). Davon ist die Signifikanz bei acht Fällen höher als 2σ , bei zwei Fällen höher als 3σ und in einem Fall sogar 4σ . Es ist nicht erstaunlich, dass bei diesen GRBs die höchste Datenqualität vorliegt. Somit kann man schlussfolgern, dass in allen Fällen, in denen qualitativ hochwertige Daten vorliegen, eine signifikante, wenn auch kleine Menge Extinktion in der Muttergalaxie gefunden wird.

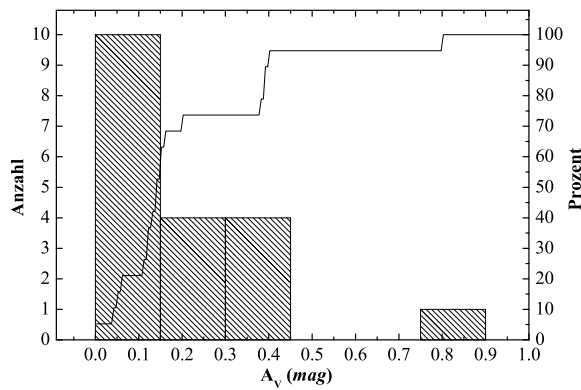


Abbildung 22 Distribution der visuellen Extinktion in den Muttergalaxien der GRBs (Tab. 5). Bei keinem GRB wurde eine höhere Extinktion als $A_V = 0.8$ mag in der Muttergalaxie entlang der Sichtlinie gefunden. Bevorzugt sind Werte zwischen $A_V = 0.1$ und 0.2 mag. Die durchgezogene Linie entspricht der kumulativen Distribution.

Die Distribution der Extinktion ist in Abb. 22 zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, dass Werte zwischen $A_V = 0.1$ und 0.2 mag bevorzugt werden, während es wesentlich weniger GRBs gibt, deren Extinktion in der Muttergalaxie höhere Werte aufweist. Als Mittelwert ergibt sich $\overline{A_V} = 0.21 \pm 0.04$ mag. Bei keinem Afterglow zeigen sich höhere Extinktionswerte als $A_V = 0.8$ mag entlang der Sichtlinie in der Muttergalaxie. Zum Vergleich konnte bei GRB 970828, dem Vorzeige-*Dark Burst*, eine Extinktion von $A_V \gtrsim 3.8$ mag bestimmt werden (Djorgovski et al., 2001, s. § 1.2.4). Das ergibt einen großen Zwischenraum von ungefähr 3 mag, in dem lediglich zwei Fälle aus Tabelle 4 liegen, die allerdings die oben genannten Kriterien nicht erfüllen. Das ist GRB 010921 und GRB 980703. Bei dem ersteren ist MW-Staub bevorzugt, da die Kurvenanpassung mit SMC-Staub $\beta < 0$ liefert. Es konnte $A_V = 0.91 \pm 0.82$ mag abgeleitet werden, in Übereinstimmung mit Price et al. (2003b). Für GRB 980703 konnte keine genaue Aussage über das bevorzugte Staubmodell getroffen werden, allerdings liegt selbst die niedrigste Extinktion von SMC-Staub bei $A_V = 1.32 \pm 0.59$ mag. Zusätzlich gibt es noch viele GRBs in der Literatur, für die eine hohe visuelle Extinktion in der Muttergalaxie bestimmt wurden, die aber nicht in Tab. 4 aufgeführt sind. Einer dieser Fälle ist GRB 980329 (§ A.6), für den keine genaue Rotverschiebung bekannt ist. Die SED zeigt einen sehr steilen Helligkeitsabfall, was auf eine hohe Extinktion hinweist und schon von

einigen Autoren bemerkt wurde. Wird eine Rotverschiebung von $z = 3.6$ angenommen (Jaunsen et al., 2003), liefert das eine Extinktion von $A_V = 1.03 \pm 0.65$ mag. Bei zwei GRBs gibt es nur Beobachtungen des Afterglows in jeweils zwei Farben, GRB 990705 und GRB 000418 (§ A.13 und § A.19). Daher konnte keine Kurvenanpassung mit der hier vorgenommenen Methode (§ 3.4) durchgeführt werden. Wird allerdings β fixiert, wobei jeweils ein Wert angenommen wird, der durch die $\alpha - \beta$ -Relationen bestimmt wurde (§ 1.2.2), liefert die Kurvenanpassung jeweils Werte von $A_V \approx 1$ mag. Außerdem deuten noch NIR-Beobachtungen auf hohe Extinktion in der Muttergalaxie bei GRB 030528 (Rau et al., 2004) und GRB 040827 (de Luca et al., 2005) hin. Es konnte in diesen Fällen aber keine Kurvenanpassung der SEDs durchgeführt werden.

Dies sind alles Hinweise dafür, dass die beobachtete Vorliebe für niedrige Extinktionswerte von der Datenqualität beeinflusst wird. Um die Extinktion in der Muttergalaxie herauszufinden, müssen gute Daten in möglichst vielen photometrischen Bändern vorliegen und die Rotverschiebung muss bekannt sein. Herrscht eine hohe Extinktion in der Muttergalaxie vor, wird das Erfassen photometrischer Daten und die Bestimmung der spektroskopischen Rotverschiebung erschwert. Das beginnt schon mit der Entdeckung der Afterglows. Leuchtschwache Afterglows sind nicht gut genug beobachtet und es kann nicht mit Gewissheit bestimmt werden, ob in diesen Fällen tatsächlich eine hohe Extinktion vorliegt, oder ob sie einfach nur intrinsisch leuchtschwach sind (Klose et al., 2003).

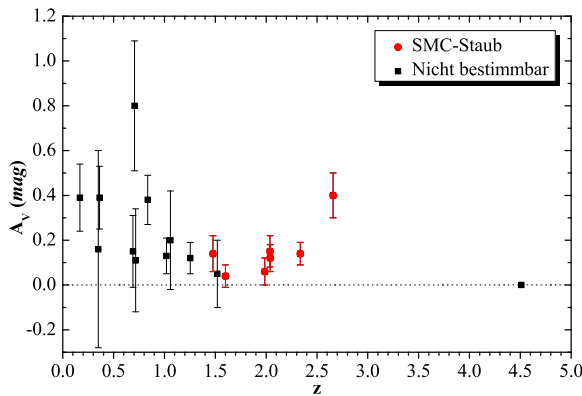


Abbildung 23. Die bestimmte visuelle Extinktion A_V der einzelnen GRBs in der Muttergalaxie aufgetragen über der Rotverschiebung z . Es zeigt sich deutlich ein Trend, dass die Extinktion bei höheren Rotverschiebungen niedriger ist. Das bevorzugte Staubmodell ist durch die unterschiedlichen Symbole gekennzeichnet. Die Möglichkeit zwischen den unterschiedlichen Staubmodellen zu unterscheiden, steigt mit zunehmender Rotverschiebung. Das SMC-Staubmodell ist stark bevorzugt.

In Abb. 23 ist die visuelle Extinktion A_V (Tab. 5) über der Rotverschiebung z (Tab. 11) dargestellt. Bis auf GRB 030429 fällt die Extinktion bei höherer Rotverschiebung ab. Dieser Trend lässt sich wieder wie im oberen Abschnitt erwähnt erklären. Viele Afterglows werden, wenn sie eine hohe intrinsische Extinktion aufweisen, bei hohen Rotverschiebungen gar nicht erst entdeckt, da sie durch die größere Entfernung schon eine geringere scheinbare Helligkeit besitzen. Zumindest in der pre-Swift Ära, als nur wenige Afterglows in den ersten Minuten nach dem GRB entdeckt wurden, ist dies sehr wahrscheinlich. Eine große Rolle spielt auch die Wellenlängenabhängigkeit der Opazität des Staubs, denn je höher die Rotverschiebung, umso effektiver kann der Staub das Licht im optischen Wellenlängenbereich abschwächen. Außerdem sind die Messungen der Rotverschiebung bei leuchtschwachen und stark extinktierten After-

glows schwieriger vorzunehmen, da viele Rotverschiebungen aus Absorptionsspektren gewonnen werden.

Eine weitere Eigenschaft, die in Abb. 23 sichtbar wird ist, dass die Fähigkeit zwischen den einzelnen Staubmodellen zu unterscheiden, mit zunehmender Rotverschiebung steigt. Der Grund dafür liegt darin, dass die stärksten Unterschiede, die breite Absorptionslinie bei 2175 Å und die FUV-Extinktion, die im UV-Bereich liegen, mit zunehmender Rotverschiebung ins Optische verschoben werden.

5.2.2 Der intrinsische spektrale Helligkeitsabfall und die $\alpha - \beta$ -Relationen

In Abb. 24 wird der intrinsische spektrale Helligkeitsabfall β für die GRBs aus Tabelle 5 gezeigt. Die Verteilung ist breit, mit β -Werten zwischen 0.2 und 1.2. Die meisten GRB-Afterglows ($\approx 70\%$) haben ein $\beta < 0.7$. Der Mittelwert liegt bei $\bar{\beta} = 0.57 \pm 0.05$. Da die Kurvenanpassungen der individuellen Afterglows durch viele Daten gestützt sind und dadurch nicht von einzelnen Messungen abhängen, und da immer Datenpunkte früher Afterglowphasen weggelassen wurden, wenn spektrale Eigenschaften sich anders entwickeln, ist diese breite Verteilung der SEDs nicht wegzudiskutieren. Tatsächlich wurden in der vorliegenden Arbeit, bis auf die frühen Phasen der Afterglows von GRB 021004 und GRB 030329 keine klaren Beweise für eine farbliche Veränderung des Afterglowlichts gefunden.

Über β lässt sich mit den Gleichungen (9) und (10) der Parameter p aus Gl. (1) bestimmen. Aus dem Mittelwert der β -Verteilung ergibt sich ein Wert von $p = 2.14$, wird ein Wind-Profil in der Umgebung der GRBs und $\nu < \nu_c$ angenommen. Das stimmt mit den theoretischen Vorhersagen hochrelativistischer Schockwellen überein (Kirk et al., 2000; Achterberg et al., 2001). Wenn eine universelle Größe von p gefordert wird, können die maximalen Werte von β damit erklärt werden, dass in der beobachteten Zeitspanne für diese Afterglows $\nu > \nu_c$ war. Andererseits ist es schwierig für jene Afterglows eine Universalität von p zu betrachten, die $\beta < 0.5$ haben. Für diese Fälle wird $p < 2$ benötigt, vorausgesetzt die Annahmen des Standard-Afterglow-Modells werden noch erfüllt.

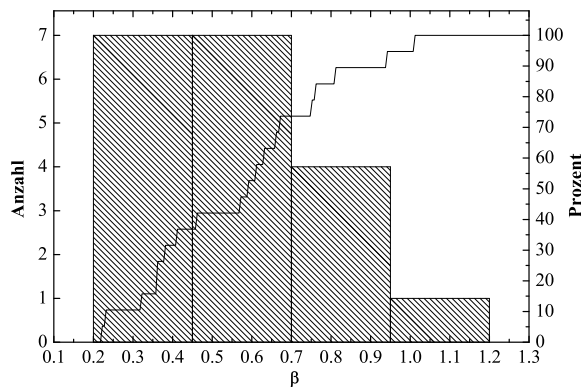


Abbildung 24. Die Distribution des intrinsischen spektralen Helligkeitsabfalls β der Auswahl aus Tabelle 5.

Bereits in Kapitel 4.2.1 wurde festgestellt, dass 5 von 16 GRBs (GRB 990123, 991216, 010222, 030328 und GRB 041006) durch ihren sehr schwachen post-break Helligkeitsabfall α_2 ein $p < 2$ fordern. Aus den Kurvenanpassungen der SEDs sind es 8 von

19 (GRB 970508, 990123, 991208, 991216, 030328, 030329, 030429 und GRB 041006), die ein $\beta < 0.5$ und somit $p < 2$ ergeben, bei 3 GRBs (GRB 970508, GRB 991216 und GRB 030429) sogar innerhalb der 1σ -Fehlerbalken. Warum diese Afterglows so speziell sind, ist nicht offensichtlich. Der Afterglow von GRB 991216 ist einer der Hellsten mit einer Rotverschiebung $z \lesssim 1$, während der Afterglow von GRB 041006 zu den Leuchtschwächsten gehört. Der Parameter p hängt also nicht von der Leuchtkraft ab. Beide Afterglows besitzen nur eine sehr schwache intrinsische Extinktion ($A_V \approx 0.1$ mag). Somit sind die niedrigen Werte von β nicht über eine fehlerhafte Kurvenanpassung zu erklären.

In Abb. 25 sind die Relationen zwischen dem intrinsischen spektralen Helligkeitsabfall β und dem pre-break Helligkeitsabfall α_1 , sowie dem post-break Helligkeitsabfall α_2 dargestellt. Gezeigt sind nur jene Afterglows für welche α_1 und α_2 genügend genau bestimmt werden konnte (siehe § 4.1). Die Beschriftung folgt der aus Tab. 1. Eingezeichnet sind auch die theoretischen Voraussagen der verschiedenen Fälle einer Afterglow-Entwicklung (Gln. 4 bis 10). Keines dieser Modelle wird bevorzugt, sie scheinen lediglich die Einhüllenden zu bilden, in denen sich die Parameter bewegen. Nur GRB 030429 (# 15) fällt in der rechten Abbildung innerhalb der Fehlerbalken aus diesen Einhüllenden heraus.

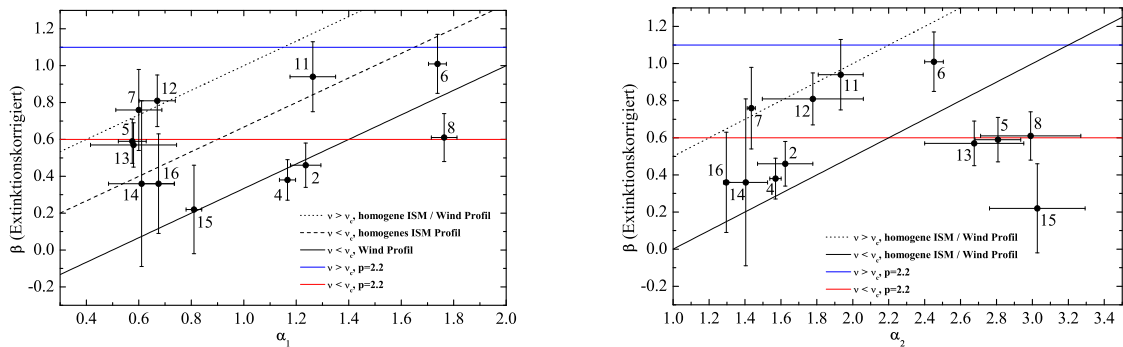


Abbildung 25. Der intrinsisch, spektrale Helligkeitsabfall β über den pre-break Helligkeitsabfall des Afterglows α_1 (links) und den post-break Helligkeitsabfall α_2 (rechts). Die Linien entsprechen den theoretischen Vorhersagen (siehe Legende in den Abbildungen).

In Tabelle 6 sind die wahrscheinlichsten Dichteprofile in der Umgebung eines GRBs aus der $\alpha_1 - \alpha_2$ -Relation (nach Abb. 13 in § 4.2.1) und den verschiedenen $\alpha - \beta$ -Relationen (Abb. 25) aufgelistet. Die in der Tabelle aufgezeigten Relationen sind in $\nu > \nu_c$ und $\nu < \nu_c$ aufgeteilt. Im Falle von $\nu < \nu_c$ kann normalerweise zwischen einem Wind- und einem ISM-Profil unterschieden werden, bis auf die $\alpha_2 - \beta$ -Relation. Für $\nu > \nu_c$ kann nicht zwischen einem Wind- und dem ISM-Profil unterschieden werden. Die letzte Spalte gibt das wahrscheinlichste Dichteprofil an. Generell lässt sich sagen, dass bei den meisten Afterglow-Beobachtungen bereits $\nu < \nu_c$ vorlag. Lediglich GRB 010222 zeigt bei allen Relationen eindeutige Anzeichen für $\nu > \nu_c$, daher kann für diesen Fall nicht festgestellt werden, ob es sich bei dem Dichteprofil eher um ein Wind- oder ein ISM-Profil handelt. Nur bei GRB 990123 und GRB 991216 lässt sich eindeutig ein Wind-Profil mit $\nu < \nu_c$ feststellen. Bei allen anderen Afterglows gibt es je nach Relation

Tabelle 6. Bestimmung der wahrscheinlichsten Dichteprofile der Umgebung der GRBs aus den $\alpha - \beta$ -Relationen

GRB	# ^a	$\alpha_1 - \alpha_2$ Relation		$\alpha_1 - \beta$ Relation		$\alpha_2 - \beta$ Relation		Gesamt
		$\nu > \nu_c$	$\nu < \nu_c$	$\nu > \nu_c$	$\nu < \nu_c$	$\nu > \nu_c$	$\nu < \nu_c$	
980519	1	...	Wind	Wind, $\nu < \nu_c$?
990123	2	...	Wind	...	Wind	...	ISM/Wind	Wind, $\nu < \nu_c$
990510	3	...	ISM	ISM, $\nu < \nu_c$?
991216	4	...	Wind	...	Wind	...	ISM/Wind	Wind, $\nu < \nu_c$
000301C	5	...	ISM	ISM/Wind	ISM/Wind	?
000926	6	...	Wind	...	ISM/Wind	ISM/Wind	ISM/Wind	Wind, $\nu < \nu_c$?
010222	7	ISM/Wind	...	ISM/Wind	...	ISM/Wind	...	ISM/Wind, $\nu > \nu_c$
011121	8	ISM/Wind	Wind	...	ISM/Wind	?
011211	9	...	ISM	ISM, $\nu < \nu_c$?
020124	10	...	Wind	Wind, $\nu < \nu_c$?
020405	11	...	Wind	...	ISM	ISM/Wind	...	?
020813	12	...	ISM	ISM/Wind	...	ISM/Wind	...	?
030226	13	...	ISM	ISM/Wind	ISM/Wind	?
030328	14	ISM/Wind	ISM	...	ISM/Wind	?
030429	15	...	ISM	...	Wind	...	ISM/Wind	?
041006	16	...	Wind	...	ISM	...	ISM/Wind	?

^aZeigt die entsprechende Nummer der Auswahl in Tabelle 1 an.

widersprüchliche Ergebnisse, weswegen eine eindeutige Bestimmung des Dichteprofiles nicht vorgenommen werden kann. Für GRB 980519, 990510, 011211 und GRB 020124 konnte die SED nicht genau genug bestimmt werden, darum gibt es hier keine Aussage über die $\alpha - \beta$ -Relation.

6 Supernova-Signaturen in den Afterglows

Von den 59 GRBs mit beobachteten Afterglows in Tabelle 1 gibt es zwölf⁷, die eine bekannte Rotverschiebung und einen deutlichen Hinweis auf eine unterliegende SN in Form einer Aufhellung nach etwa 2-3 Wochen nach dem GRB aufweisen. In diesem Ensemble wurden alle GRB-Afterglows mit einer Rotverschiebung $z < 1.5$ nach Anzeichen einer unterliegenden SN, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, untersucht. Zusätzlich wurde noch ein GRB nach Anfang 2005 in Betracht gezogen, da bei diesem schon genügend Daten veröffentlicht waren und diese deutliche Hinweise auf eine unterliegende SN zeigen. Dabei handelt es sich um GRB 050525A (s. § A.53). Die Ergebnisse der Analyse sind in Tabelle 7 aufgelistet. Es soll noch einmal bemerkt werden, dass nur GRBs mit bekannter Rotverschiebung aufgelistet sind. Andere GRB-Afterglows, die eventuell eine unterliegende SN besitzen wie GRB 980326 (Bloom et al., 1999) oder XRF 030723 (Fynbo et al., 2004) werden in diesem Kapitel nicht behandelt. Die Analyse dieser GRBs kann in Anhang A nachgelesen werden.

Grundsätzlich zeigen bisher alle GRB-Afterglows, die bei einer Rotverschiebung $z < 0.7$ liegen, Anzeichen einer unterliegenden SN. Bei höheren Rotverschiebungen wurden bei vielen GRB-Afterglows ebenfalls Anzeichen einer SN gefunden. In den

⁷GRB 980703 (§ A.9) und GRB 040924 (§ A.51) sind bei der Analyse nicht aufgeführt, da in diesen Fällen die Datenqualität nicht ausreicht, um die Parameter der unterliegenden SNe zu bestimmen.

Tabelle 7. Die Parameter der SNe aus den Kurvenanpassungen der Afterglows

GRB	z	Filter	λ_{host}	dof	k	s	χ^2/dof	χ^2/dof (ohne SN)
970228	0.695	R_c	389	4	0.40 ± 0.28	1.45 ± 0.95	0.70	0.77
990712	0.434	I_c	562	3	0.39 ± 0.22	0.36 ± 0.35	1.01	1.44
		R_c	459	18	0.35 ± 0.09	0.83 ± 0.13	1.27	2.57
		V	384	13	0.35 ± 0.23	0.76 ± 0.29	1.77	2.04
991208	0.706	R_c	386	13	0.91 ± 0.27	1.11 ± 0.21	1.61	2.78
		V	323	7	1.18 ± 0.29	1.86 ± 0.15	0.45	2.25
000911	1.058	I_c	392	10	0.37 ± 0.21	1.00 ± 0.31	1.19	1.27
		R_c	320	8	0.59 ± 0.28	1.40 ± 0.36	0.34	0.74
010921	0.450	R_c	454	2	0.68 ± 0.48	0.68 ± 0.27	0.42	2.74
011121	0.360	J	913	22	0.75 ± 0.05	0.39 ± 0.03	3.33	>20
		I_c	632	8	0.49 ± 0.01	0.77 ± 0.02	1.60	>20
		R_c	484	20	0.57 ± 0.02	0.80 ± 0.02	1.16	>20
		V	405	9	0.48 ± 0.01	0.90 ± 0.02	18.5	>20
020405	0.695	I_c	476	10	0.77 ± 0.07	0.80 ± 0.09	6.34	>20
		R_c	389	15	0.71 ± 0.07	0.98 ± 0.08	5.26	>20
		V	325	11	0.68 ± 0.09	0.74 ± 0.05	6.80	>20
020903	0.251	R_c	527	9	0.63 ± 0.12	0.90 ± 0.09	7.06	>20
021211	1.006	R_c	328	27	0.40 ± 0.19	0.98 ± 0.26	2.00	2.02
030329	0.169	I_c	690	548	0.88 ± 0.11	0.85 ± 0.11	31	57
		R_c	564	2954	1.08 ± 0.11	0.85 ± 0.11	30	60
		V	471	686	0.99 ± 0.11	0.82 ± 0.11	52	150
031203	0.106	J	1123	24	1.57 ± 0.50	1.47 ± 0.30	0.20	1.47
		I_c	729	48	0.63 ± 0.06	0.94 ± 0.04	2.23	4.56
		R_c	596	7	0.67 ± 0.17	1.13 ± 0.15	0.04	11.7
041006	0.716	I_c	470	2	0.61 ± 0.05	0.94 ± 0.09	0.48	>20
		R_c	384	80	0.90 ± 0.12	1.38 ± 0.08	1.25	1.95
050525	0.606	R_c	410	13	0.43 ± 0.06	0.72 ± 0.06	1.01	7.11

Bemerkung. — Spalte (1) gibt den entsprechenden GRB an; Spalte (2) die Rotverschiebung des GRBs; Spalte (3) den Filter in dem beobachtet wurde; Spalte (4) die Schwerpunktwellenlänge in nm des Filters bei der entsprechenden Rotverschiebung; Spalte (5) die Anzahl der Freiheitsgrade (degrees of freedom) der Kurvenanpassung; Spalte (6) die Leuchtkraft-Relation der GRB-SN relativ zu SN 1998bw bei der entsprechenden Wellenlänge; Spalte (7) den Stretch-Faktor relativ zu SN 1998bw bei der entsprechenden Wellenlänge; Spalte (8) die Güte der Kurvenanpassung χ^2 geteilt durch die Anzahl der Freiheitsgrade; Spalte (9) die Güte der Kurvenanpassung unter der Annahme, dass keine unterliegende SN vorliegt. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist in diesem Fall um zwei höher.

Fällen, die keine Anzeichen aufzeigen, war entweder der Afterglow oder die Muttergalaxie zu dem Zeitpunkt des Maximums einer SN so hell, dass eine SN mit der Leuchtkraft von SN 1998bw keinen nennenswerten Strahlungsfluss zur Gesamthelligkeit beigetragen hätte und deshalb nicht entdeckt werden konnte. Es sollte bedacht werden, dass SN 1998bw bei einer Rotverschiebung von $z > 0.7$ eine Helligkeit von $R_C > 24$ mag aufweisen würde und demnach schwer zu entdecken wäre. Eine Bestimmung der oberen Grenzhelligkeiten der GRB-SNe in den Daten der Afterglows bis $z = 1.5$ bei denen keine offensichtlichen Anzeichen einer unterliegenden SN gefunden wurden ergab, dass in allen bis auf einen Fall eine SN mit einer Leuchtkraft vergleichbar der von SN 1998bw, und zum Teil darüber, in den vorhandenen Daten nicht entdeckt worden wäre. Der schärfste obere Grenzwert ergab sich bei GRB 970508. Hier hätte eine SN mit $k > 0.5$ entdeckt werden müssen, vorausgesetzt $s = 1$. Im Falle eines kleineren Stretch Faktors wäre aber auch eine SN mit höherer Leuchtkraft nicht aufgefallen. Es konnte somit in keinem Fall eine unterliegende SN vollkommen ausgeschlossen werden. Der Fakt, dass alle GRB-Afterglows mit $z < 0.7$ Anzeichen einer unterliegenden SN zeigen, lässt darauf schließen, dass in der Tat alle langen GRBs mit einer SN in Verbindung stehen.

6.1 Die Leuchtkraft-Verteilung der GRB-SNe

Tabelle 7 zeigt, dass die GRBs mit den am besten bestimmten Lichtkurven, wie GRB 011121 und GRB 020405, in den unterschiedlichen Filtern ungefähr die gleichen k - und s -Werte aufweisen, zumindest solange nicht in eine Wellenlängenregion außerhalb 365 - 806 nm (U - bis I_C -Band) extrapoliert werden musste und dadurch unbekannte Fehler hinzukommen. Daher wird im folgenden hauptsächlich auf die Ergebnisse aus dem R_C -Band zurück gegriffen, da zu allen GRBs in diesem Band Beobachtungen vorliegen und diese im Normalfall auch die bestbelegtesten Lichtkurven sind.

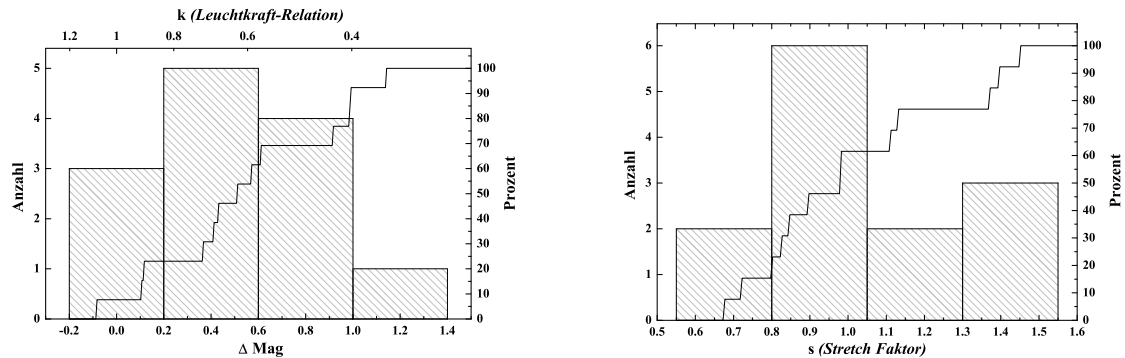


Abbildung 26. Die linke Grafik zeigt die Leuchtkraft/Helligkeits-Verteilung der GRB-SNe aus Tabelle 7 für das R_C -Band, relativ zu SN 1998bw. Die Abszisse ist $\Delta \text{Mag} = M_{\text{GRB-SN}} - M_{\text{SN1998bw}}$. Rechts ist die Verteilung des Stretch-Faktors s zu sehen. Die durchgezogenen Linien geben jeweils die kumulative Distribution der Parameter an.

In Abbildung 26 sind die Verteilungen der Parameter k und s aus den Kurvenanpassungen (Tab. 7) für das R_C -Band zu sehen. Die absoluten Helligkeiten der GRB-SNe erscheinen im Durchschnitt um 0.55 ± 0.11 mag (entspricht $k = 0.64 \pm 0.06$) bis maxi-

mal ca. 1.2 mag schwächer als SN 1998bw. SN 1998bw gehört also zu einer der hellsten GRB-SNe. Es ist hier aber noch keine Extinktion in der Muttergalaxie berücksichtigt worden. Die Verteilung des Stretch Faktors ist breit gestreut ($s = 0.68 - 1.45$), liegt aber im Mittel mit $s = 1.02 \pm 0.07$ sehr nahe bei dem Wert von SN 1998bw.

Vergleicht man die Leuchtkraft Verteilung der GRB-SNe mit der von 'normalen' Typ Ib/c SNe (Richardson et al., 2002), fällt auf, dass die Verteilung der GRB-SNe nicht so breit gestreut ist und in einen Bereich fällt, in den bisher wenige Typ Ib/c SNe entdeckt wurden, nämlich der Region zwischen ungefähr $M_B = -19.5$ und -18 mag. Sind alle GRB-SNe vom Typ Ib/c, dann würde die Verteilung der gesamten Typ Ib/c SNe eher durch eine breite Gauß-artige Verteilung, als durch eine bimodale Verteilung beschrieben (Richardson et al., 2002, deren Abb. 6 und 7).

6.2 Das Supranova-Modell

Vietri & Stella (1999) argumentieren, dass GRBs aus einer verspäteten Bildung eines Schwarzen Loches hervorgehen. Dies würde bedeuten, dass der Kollaps des Kerns und die damit verbundene SN früher als der eigentliche GRB stattfinden sollten. Der zeitliche Abstand könnte Monate oder gar Jahre betragen (Vietri & Stella, 1999), wohingegen er sich nach Woosley et al. (2003) nur in der Größenordnung von Stunden bewegt. Während das letztere mit den vorhandenen Daten nicht widerlegt werden kann, ist ersteres eindeutig nicht zutreffend.

In den Anfängen der Untersuchung wurde ein Parameter eingeführt, welcher eine eventuelle Verschiebung des Zeitpunktes der Explosion der SN relativ zum Zeitpunkt des GRBs feststellen sollte (siehe auch § 3.2). Allerdings zeigte sich recht früh, dass eine Kurvenanpassung mit diesem Parameter nur bedingt ein besseres Ergebnis lieferte. In den meisten Fällen war die Datenqualität nicht gut genug, um einen Versatz festzustellen, da die Form der SN-Lichtkurve nicht genau bestimmbar war. Außerdem wurde sowohl in positiver wie in negativer Richtung nie eine größere Verschiebung als wenige Tage festgestellt. Der Mittelwert dieser Verschiebungen war etwa gleich null. Da dies keine Verbesserung ergab, wurde der Parameter abgeschafft und im weiteren Verlauf angenommen, dass der Zeitpunkt des GRBs mit dem Zeitpunkt der Explosion der SN zusammen fällt. Jede weitere Abweichung wurde auf eine andersartige Entwicklung der SN geschoben und durch den Stretch-Faktor s erfasst (§ 3.2). Die Möglichkeit, dass es zwei Populationen von GRBs gibt (Collapsar Modell versus Supranova Modell) kann zwar nicht ausgeschlossen werden, ist aber sehr unwahrscheinlich, da bisher alle GRBs mit $z < 0.7$ eine SN aufweisen deren Explosionszeitpunkte im Mittel mit dem Auftreten des jeweiligen GRBs übereinstimmen.

In dem neuesten Fall, GRB 060218/SN 2006aj, konnte sogar anhand der Beobachtung des Schock-Ausbruchs der Explosionswelle aus der Sternhülle erstmals zwingend gezeigt werden, dass die Zeitpunkte der Explosion der SN und der des GRBs in diesem Fall übereinstimmen (Campana et al., 2006).

6.3 Korrelationen

Es ist von besonderem Interesse, ob die Eigenschaften der unterliegenden SNe in irgendeiner Art und Weise mit den Eigenschaften der GRBs oder deren Afterglows zu-

sammenhängen. Daher wurde untersucht, ob zwischen den einzelnen Parametern (z.B. zwischen k und E_{iso} , α_1 , α_2 , t_b usw.) eine Korrelation besteht. Es wurde in keinem Fall etwas gefunden. Es wurden auch keine Zusammenhänge zwischen den Leuchtkräften der Afterglows (s. Kann et al., 2006) und den Leuchtkräften der GRB-SNe gefunden. Allerdings fällt auf, dass einigen GRB-SNe, deren GRBs sehr leuchtschwach waren, ebenfalls einen sehr leuchtschwachen, bis gar keinen optischen Afterglow aufwiesen. Dies wurde bei GRB 980425/SN 1998bw, XRF 020903, GRB 031203/SN 2003lw und GRB 060218/SN 2006aj beobachtet. Es kann nicht geklärt werden, ob es sich bei diesen Fällen um jeweils intrinsisch schwache GRBs gehandelt hat oder ob die Richtung des Jets nicht genau zur Erde gerichtet war und deshalb nur ein Teil der Energie detektiert werden konnte. Zumindest zeigen die Beobachtungen, dass der GRB, der Afterglow und die GRB-SN getrennte Phänomene sind, die nicht miteinander zusammenhängen.

Bei SNe des Typs Ia gibt es eine Korrelation zwischen dem Strahlungsmaximum und der Entwicklung der SN (Garnavich et al., 2004); also zwischen den Parametern k und s . Einen ähnlichen Zusammenhang meinen Stanek et al. (2005) für GRB-SNe zu finden. Allerdings zeigt sich in Abb. 27 zunächst kein solcher Zusammenhang.

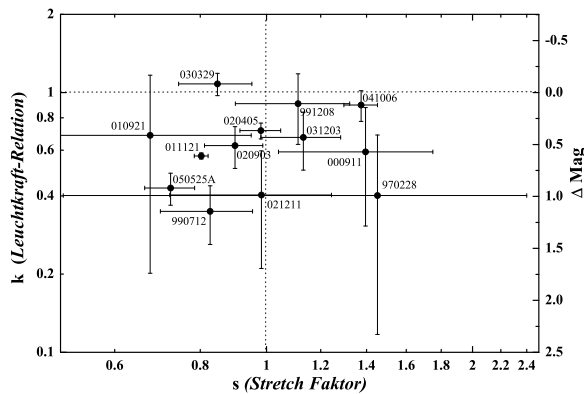


Abbildung 27. Die k - s -Relation der analysierten GRBs aus Tabelle 7. Nach Stanek et al. (2005) scheint es eine Korrelation zwischen diesen beiden Parametern zu geben. Es lässt sich allerdings zunächst kein solcher Zusammenhang finden.

6.4 Einfluss der Extinktion der Muttergalaxie

In Kapitel 5.1 stehen die Ergebnisse der Bestimmung der Extinktion über die SED der Afterglows. Für acht Afterglows, die eine unterliegende SN aufweisen (GRB 991208, 000911, 010921, 011121, 020405, 021211, 030329 und GRB 041006), konnte die Extinktion in der Muttergalaxie bestimmt werden. Für zwei weitere Afterglows mit Anzeichen einer unterliegenden SN konnten die Extinktionswerte aus der Literatur bezogen werden. Im Fall von GRB 031203 wurde die Extinktion aus Mazzali et al. (2006) und für GRB 050525A aus Blustin et al. (2006) übernommen. Unter der Annahme, dass diese GRB-SNe die gleiche SED wie SN 1998bw aufweisen, konnte der Einfluss der Extinktion auf ihre beobachtete Leuchtkraft ausgerechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 aufgelistet. Um das Datenensemble weiter zu erhöhen wurde noch ein weiterer, sehr aktueller GRB mit sehr ausgeprägter SN berücksichtigt: GRB 060218/ SN 2006aj (s. § A.54). Die Werte von GRB 060218 in Tabelle 8 sind unter der Annahme errechnet worden, dass es eine frühe, zusätzliche Komponente in Form eines Potenzgesetzes gibt

Tabelle 8. Die Parameter der SNe, extinktionskorrigiert

GRB	Filter	k	k (extinktionskorrigiert)
991208	R_c	0.91 ± 0.27	2.50 ± 1.19
	V	1.18 ± 0.29	3.98 ± 2.00
000911	I_c	0.37 ± 0.21	0.48 ± 0.30
	R_c	0.59 ± 0.28	0.80 ± 0.47
010921	R_c	0.68 ± 0.48	1.85 ± 2.11
011121	J	0.75 ± 0.05	0.87 ± 0.08
	I_c	0.49 ± 0.01	0.68 ± 0.08
	R_c	0.57 ± 0.02	0.86 ± 0.13
	V	0.48 ± 0.01	0.79 ± 0.14
020405	I_c	0.77 ± 0.07	0.91 ± 0.18
	R_c	0.71 ± 0.07	0.87 ± 0.19
	V	0.68 ± 0.09	0.86 ± 0.24
021211	R_c	0.40 ± 0.19	0.40 ± 0.20
030329	I_c	0.88 ± 0.11	1.14 ± 0.18
	R_c	1.08 ± 0.11	1.52 ± 0.25
	V	0.99 ± 0.11	1.50 ± 0.29
031203	J	1.57 ± 0.50	1.98 ± 0.63
	I_c	0.63 ± 0.06	1.02 ± 0.10
	R_c	0.67 ± 0.17	1.32 ± 0.25
041006	I_c	0.61 ± 0.05	0.68 ± 0.18
	R_c	0.90 ± 0.12	1.03 ± 0.33
050525	R_c	0.43 ± 0.06	0.57 ± 0.13
060218	I_c	...	0.67 ± 0.02
	R_c	...	0.67 ± 0.01
	V	...	0.66 ± 0.01
	B	...	0.61 ± 0.01

(s. Details in § A.54).

In Abb.28 ist die extinktionskorrigierte Leuchtkraft/Helligkeits-Verteilung der GRB-SNe aus Tabelle 8 und zum Vergleich nochmal die Verteilung ohne Extinktionskorrektur dargestellt. Es ist klar zu sehen, dass SN 1998bw ($k \equiv 1$) nach der Extinktionskorrektur nicht mehr zu den leuchtkräftigsten SNe gehört, sondern lediglich zum Mittelfeld ($\bar{k} = 1.05 \pm 0.19$).

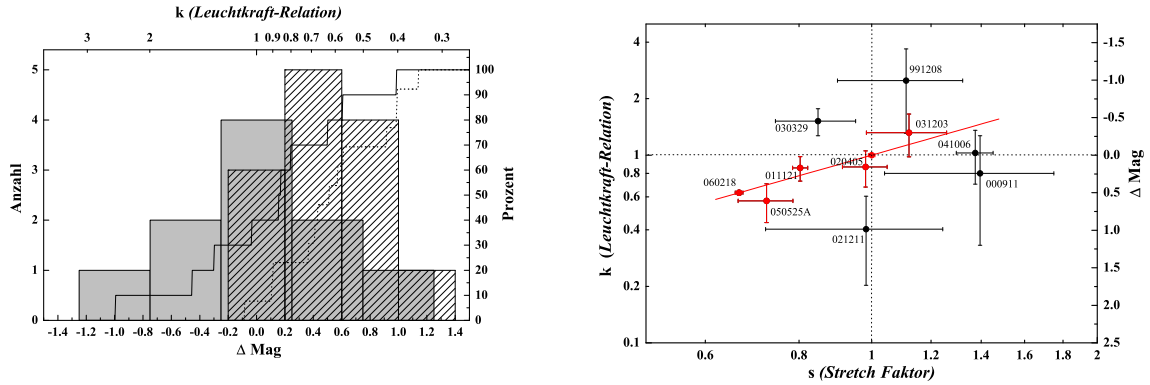


Abbildung 28. Die linke Grafik zeigt die Leuchtkraft/Helligkeits-Verteilung relativ zu SN 1998bw der extinktionskorrigierten GRB-SN aus Tabelle 8 für das R_C -Band an (grau). Im Hintergrund ist zum Vergleich noch einmal die Verteilung ohne Extinktionskorrektur eingezeichnet (gestrichelt). Die durchgezogenen Linien geben jeweils die kumulative Distribution der Parameter an. $\Delta \text{Mag} = M_{\text{GRB-SN}} - M_{\text{SN1998bw}}$.

Rechts ist die Relation der Parameter k und s nach der Korrektur der Extinktion aufgezeigt. Die roten Punkte zeigen die Fälle an, die eine zuverlässige Datenqualität haben. Sie liegen nahezu auf einer Linie. Näheres dazu im Text.

Trägt man nun die Werte von k über s auf, kann man durchaus eine Relation erkennen, wenn nur die GRB-SNe betrachtet werden, deren Lichtkurven und deren Extinktion sehr exakt bestimmt werden konnten (Abb. 28, rechts). Das sind GRB 011121, 020405, 031203, 050525A und GRB 060218. Bei den anderen GRBs können andere Einflüsse eine Rolle spielen. Bei GRB 991208 hängt die Krümmung der SED und somit die Bestimmung der Extinktion sehr stark von dem Datenpunkt im K -Band ab. Die Lichtkurve im K -Band ist aber nur von zwei Datenpunkten bestimmt und daher recht ungenau. Daher kann angenommen werden, dass die Extinktion als zu groß bestimmt wurde. Das würde die extreme Leuchtkraft der extinktionskorrigierten unterliegenden SN erklären und den Fakt, dass sie im V -Band wesentlich heller ist als im R_C -Band. Im Fall GRB 000911 musste die Lichtkurve von SN 1998bw bereits extrapoliert werden, um die R_C -Band Lichtkurve bei einer Rotverschiebung von $z = 1.06$ zu erhalten. Dies kann unbekannte Fehler verursachen. Bei GRB 021211 gibt es um den Zeitpunkt des Maximums nur wenige Datenpunkte, die zudem auch noch eine Streuung zeigen. Durch die relativ helle Muttergalaxie lassen sich daher die Parameter der SN nur sehr ungenau bestimmen. Zudem kann aus der SED keine eindeutige Extinktion bestimmt werden. Bei GRB 030329 zeigt der Afterglow sehr ungewöhnliche Eigenschaften, wie z.B. nicht-periodische Aufhellungen. Diese lassen sich nicht herauskorrigieren und erschweren damit die Bestimmung der Parameter der unterliegenden SN. Bei GRB 041006

gibt es keine späten Datenpunkte, die die Helligkeit der Muttergalaxie definieren. Bis die Helligkeit der Muttergalaxie also nicht genau bestimmt ist, kann es auch hier zu Änderungen der Helligkeit der unterliegenden SN kommen.

Die zuerst genannten GRB-SNe liegen im k - s -Diagramm (Abb. 28, rechts) zusammen mit SN 1998bw nahezu auf einer Linie. Eine lineare Kurvenanpassung liefert einen Korrelationskoeffizient von 0.997. Das bedeutet eine signifikante Korrelation zwischen den Parametern k und s . Dies wirft die Frage auf, ob sich mit dieser Korrelation aus den GRB-SNe "Standardkerzen" konstruieren lassen, wie es für die SNe vom Typ Ia der Fall ist. Daraus könnte man schließen, dass ganz bestimmte Bedingungen vorliegen müssen, um einen GRB und somit auch eine dazugehörige GRB-SN zu erzeugen, ähnlich den Bedingungen die zu einer Typ Ia SN führen.

Um wirklich zu klären, ob diese Relation real ist, bedarf es aber mehr Daten von der Qualität von GRB 011121 oder GRB 060218. Dazu benötigt man viele Beobachtungsdaten in einem großen Beobachtungszeitraum in möglichst vielen Filtern bei einem GRB mit geringer Rotverschiebung ($z < 0.7$).

7 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Basierend auf einer systematischen Analyse der optischen und NIR-Daten aller GRB-Afterglows mit genügend publizierten Daten bis Ende 2004, wurde in Kapitel 4 der Parameterraum der Afterglow-Parameter und der dazugehörigen physikalischen Größen untersucht. Von den 59 untersuchten Afterglows (Tab. 1) wurden die 16 am besten definierten Afterglows ausgewählt. Dabei wurden GRB 030329 und GRB 021004 nicht in die Analyse mit eingeschlossen, da die Afterglow-Lichtkurven starke Abweichungen von dem theoretischen Verlauf zeigen.

Anhand dieser 16 Afterglows wurde gezeigt, dass im Optischen der durchschnittliche Afterglow charakterisiert wird durch einen pre-*break* Helligkeitsabfall $\alpha_1 = 1.0 \pm 0.1$ und einen post-*break* Helligkeitsabfall von $\alpha_2 = 2.1 \pm 0.1$. Die Verteilung beider Parameter ist relativ breit, auch wenn nicht beliebige Werte angenommen werden. Insbesondere ist keine Universalität von α_2 sichtbar, wie es von verschiedenen theoretischen Modellen vorhergesagt wird. Bei der *break time* sind niedrige Werte um $t_b/(1+z) \approx 0.3$ Tagen bevorzugt, was erklären könnte warum bei vielen Afterglows kein *break* gefunden werden konnte.

Die bestimmten Afterglow-Parameter wurden dann verwendet, um Informationen über die Natur der Umgebung der GRBs zu erhalten. Dabei wurden Standard-Afterglow-Modelle (Panaitescu & Kumar, 2001b) benutzt. In den meisten Fällen sind die Daten in Übereinstimmung mit dem Wind-Modell. Eine generelle Bevorzugung des ISM-Modells kann ausgeschlossen werden. Außerdem wurde eine breite Verteilung des Potenzgesetzindex p der Elektronenverteilung gefunden, die von Werten 1.5 bis 3 reicht. Dies unterstützt die Ansicht, dass die Universalität von p , in Übereinstimmung mit anderen Studien (z.B., Panaitescu & Kumar, 2001a,b, 2002; Preece et al., 2002; Yost et al., 2003; Panaitescu, 2005a), nicht gegeben ist. Im weiteren wurde in den vorhandenen Daten nach potentiellen Korrelationen zwischen den einzelnen Lichtkurven-Parametern und den Parametern, die den jeweiligen GRB im Gammaband charakterisieren, gesucht. Mit der Ausnahme von der Ghirlanda-Relation, zwischen der

beaming-korrigierten Energieemission im Gammaband und dem Strahlungsmaximum (Ghirlanda et al., 2004), wurde keine weitere enge Korrelation gefunden. Es scheint jedoch, als würde es einen Zusammenhang zwischen den *pre-break* Helligkeitsabfall α_1 und der Schärfe des *breaks* n geben. Aber die Daten sind nicht ausreichend, um das zu verifizieren.

Schließlich wurde analysiert, in welcher Art und Weise die Daten eine generelle Feinstruktur erkennen lassen, die dem Helligkeitsabfall nach dem empirischen Beuermann-Gesetz (gebrochenes Potenzgesetz) überlagert ist. Normiert auf die entsprechende *break time* t_b des GRBs, werden keine Hinweise in den Daten gefunden, dass es mehr Feinstruktur in den Lichtkurven in den Zeiten $0.1 < t/t_b < 1$ wie in Zeiten $1 < t/t_b < 10$ gibt. Andererseits kann festgestellt werden, dass die Afterglows von GRB 021004 und GRB 030329 sich sehr von den anderen 16 Afterglows der Auswahl unterscheiden. Die Letzteren variieren durchschnittlich nur um etwa 0.1 mag um die Kurvenanpassung der Lichtkurven, während GRB 021004 und GRB 030329 um 0.4 mag variieren. Zudem zeigt die Struktur der beiden Afterglows große Ähnlichkeit.

Von den 59 Afterglows wurden 30 in mehreren Filtern beobachtet. Dies macht es möglich, die spektrale Energieverteilung (SED) der Afterglows im Optischen/NIR zu analysieren. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 diskutiert. Die SEDs wurden mit verschiedenen Extinktionsmodellen (MW, LMC und SMC) analysiert, um den die Extinktion in der Muttergalaxie A_V und den intrinsischen spektralen Helligkeitsabfall β des Afterglows zu bestimmen. Für weiterreichende statistische Analysen wurden wieder 19 der bestbelegten SEDs, mit physikalisch sinnvollen Ergebnissen und kleinen Fehlerbalken, ausgesucht.

Das bevorzugte Extinktionsmodell (SMC-Staub) zeigt, dass die Mehrheit der GRBs, die in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden und die ein Rotverschiebungsintervall von $0.1 < z < 4.5$ überstreichen, in metallarmen Umgebungen auftreten. Die A_V -Verteilung weist einen Mangel an stärker extinktierten Afterglows, obwohl dies hinsichtlich der beobachteten Dark Bursts zu erwarten gewesen wäre. Es ist nicht klar, ob es wirklich eine Vorliebe zu niedriger Extinktion gibt, oder ob das Ergebnis von der Auswahl der Afterglows beeinflusst wurde. Afterglows mit hoher Extinktion haben meist geringe Helligkeiten und wurden deshalb nicht so häufig beobachtet. Dadurch wurden sie nicht in die Auswahl aufgenommen. Es wäre interessant, diese Studie in ein paar Jahren zu wiederholen, wenn die Daten zu den Afterglows in der *Swift*-Ära vollständig veröffentlicht sind. Mit *Swift* lassen sich sehr schnell und präzise GRBs lokalisieren, wodurch auch schwache und eventuell auch stark extinktierte Afterglows entdeckt und verfolgt werden. Es gab schon einige Entdeckungen von GRBs mit sehr schwachen Afterglows mit *Swift*, wie z.B. GRB 050126 und GRB 050607 (Berger et al., 2005; Rhoads, 2005). Vermutlich wird sich die Verteilung von A_V hinsichtlich höherer Extinktion verschieben.

Die Bestimmung des Parameters p über den spektralen Helligkeitsabfall β ergibt die gleichen Erkenntnisse wie die Bestimmung über den Helligkeitsabfall der Lichtkurven in Kapitel 4: Eine Universalität des Parameters p ist nicht gegeben. Die theoretischen Modelle stimmen also mit den Beobachtungsdaten nicht überein. Allerdings zeigen die $\alpha - \beta$ -Relationen, dass das Wind-Modell gewöhnlich in größerem Einklang mit den Daten steht, als das ISM-Modell. Auch scheint, laut den theoretischen Modellen, in den meisten Beobachtungen während des ganzen Beobachtungszeitraums, die *cooling*

frequency ν_c größer als die typischen Beobachtungsfrequenzen im Optischen/NIR zu sein.

In Kapitel 6 wurden schließlich die den Afterglows unterliegenden GRB-SNe analysiert. Dabei wurden nur die GRBs behandelt die eine bekannte Rotverschiebung aufweisen. In 13 Fällen, einschließlich der zwei GRBs nach Anfang 2005, GRB 050525A und GRB 060218, konnten Anzeichen einer unterliegend SN in Form einer Aufhellung mit einem Maximum etwa $(1+z)(15-20)$ Tage nach dem GRB gefunden werden. Dabei wurde die Aufhellung in den meisten Fällen in mehreren Bändern beobachtet.

Eine Haupteigenheit ist, dass alle GRB-Afterglows mit einer Rotverschiebung $z \lesssim 0.7$ Anzeichen einer unterliegenden SN zeigen. Bei höheren Rotverschiebungen ist entweder die Datenqualität nicht ausreichend oder die SN ist einfach zu leuchtschwach, um unter der Helligkeit des Afterglows oder der Muttergalaxie entdeckt zu werden. Zusammen mit der spektroskopischen Bestätigung bei GRB 030329, GRB 031203, XRF 020903 und dem erst kürzlich entdeckten GRB 060218, sind dies gute Hinweise, dass in der Tat alle langen GRBs mit einer SN verknüpft sind und somit mit massereichen Sternen in Verbindung stehen.

Auf der Basis der 13 GRB-SNe wurde die charakteristische Leuchtkraftverteilung der GRB-SNe bestimmt. Es scheint zunächst, dass SN 1998bw zu den hellsten beobachteten GRB-SNe gehört. Diese gehören wiederum zu den hellsten Mitgliedern der *core collapse* SNe (Richardson et al., 2002). Die Leuchtkräfte der GRB-SNe sind vergleichbar mit denen von Typ Ia SNe, obwohl sie nicht dem Charakter einer "Standard-Kerze" entsprechen, sondern in der Helligkeit um ca. 2 mag schwanken. Trotzdem scheint die Leuchtkraftverteilung enger zu sein, als bei den "normalen" SNe vom Typ Ib/c. Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern werden zunächst nicht gefunden.

Wird die Extinktion in der Muttergalaxie mit berücksichtigt, verschiebt sich die durchschnittliche Leuchtkraft der GRB-SNe zu höheren Leuchtkräften, mit einer durchschnittlichen Leuchtkraft, die der von SN 1998bw entspricht. Bei den GRB-SNe, die am genauesten bestimmt werden konnten, zeichnet sich ein Trend zwischen den Parametern k und s in der Form ab, dass sich leuchtkräftigere GRB-SNe, ähnlich wie Typ Ia SNe, langsamer entwickeln. Ob sich dieser Trend bewahrheitet, kann aber nicht eindeutig bestätigt werden. Dazu sind mehr Daten mit hoher Qualität notwendig.

Schlussfolgernd kann man sagen, dass die von Beuermann et al. (1999) gefundene, empirische Gleichung in Form eines gebrochenen Potenzgesetzes die Afterglow-Lichtkurven sehr gut beschreibt. Die mit Hilfe dieser Gleichung gefundenen Parameter der Afterglows und deren Zusammenhänge, zeigen aber doch Abweichungen von den theoretischen Vorhersagen.

Die wichtigste Aussage der vorliegenden Arbeit ist, dass statistisch gesehen alle GRBs im Zusammenhang mit massereichen Sternen stehen. Dafür spricht die Tatsache, dass in allen GRBs mit einer Rotverschiebung $z < 0.7$ Anzeichen einer unterliegenden SN zu finden sind, welche zum Teil spektroskopisch bestätigt werden konnten. Bedeutend ist auch, dass die Umgebung der GRBs eher dem Profil eines Sternwindes entspricht als einem interstellaren Medium konstanter Dichte. Warum nur durchschnittlich geringe Extinktionswerte in den Muttergalaxien der GRBs gefunden wurden, lässt sich durch die Vorliebe für die Beobachtung hauptsächlich heller und somit wahrscheinlich gering extinktierter GRBs erklären. Somit liegen nur davon genügend Daten vor, die analysiert werden können. Eine Besserung ist mit dem Satelliten *Swift* erfolgt. Die

Studie, die mit dieser Arbeit angefangen wurde, wird auch in Zukunft weitergeführt. Vielleicht werden dann auch neue Beobachtungen der GRB-SNe genauere Einblicke ihrer Eigenschaften ermöglichen.

A Analyse der individuellen GRBs

In diesem Abschnitt werden die Kurvenanpassungen aller in der vorliegenden Arbeit untersuchten 59 Afterglow-Lichtkurven und evtl. deren SED diskutiert und auf Anomalien und Besonderheiten hingewiesen. Bei all diesen Afterglows waren in den angegebenen photometrischen Bändern genügend Datenpunkte vorhanden, um eine numerische Anpassung mit Gl. (39) oder (40) durchzuführen. Wenn nicht anders erwähnt, wurde die R_C -Band Lichtkurve als Referenzkurve verwendet und die Kurvenanpassung der anderen Bänder unter der Annahme von Achromasie durchgeführt. Alle angegebene Helligkeiten sind bereits bezüglich der galaktischen Extinktion korrigiert. Wenn genügend Daten vorhanden waren, um eine Kurvenanpassung der SED durchzuführen (mindestens drei unterschiedliche photometrische Bänder), so wird dies ebenfalls erwähnt. Eine Auflistung aller vorhandene Datenpunkte im R_C -Band mit den zugehörigen Referenzen sind in Kann et al. (2005) veröffentlicht. Eine Veröffentlichung der Auflistung der Datenpunkte in den anderen photometrischen Bändern wird in Kürze folgen. In diesem Abschnitt werden deshalb nicht alle Publikationen aufgelistet, aus denen die Datenpunkte entnommen wurden.

Die Abbildungen zu den jeweiligen GRBs zeigen jeweils die Referenzlichtkurve und falls möglich die SED mit den Kurvenanpassungen der drei Staubmodelle MW (gepunktete Linie), LMC (gestrichelte Linie) und SMC (durchgezogene Linie).

A.1 GRB 970228

Die Beobachtungsdaten zu dem Afterglow von GRB 970228 wurden hauptsächlich aus Galama et al. (2000); Castander & Lamb (1999); Guarnieri et al. (1997) und Fruchter et al. (1999) entnommen. Nur in den photometrischen Bänder BVR_CI_C sind genügend Datenpunkte vorhanden, um eine Kurvenanpassung durchführen zu können. Die Lichtkurven des Afterglows weisen in diesen photometrischen Bändern keinerlei Anzeichen eines *breaks* auf. Es ist aber nicht auszuschließen, dass ein *break* vor der ersten Beobachtung ($t = 0.64$ Tage, Galama et al., 1997) stattgefunden hat. Die R_C -Band Lichtkurve diente als Referenz der Kurvenanpassung der Gl. (40). In den anderen Bändern sind nur wenige Datenpunkte vorhanden. Deshalb sind die bestimmten Parameter (m_k und m_{host}) relativ unsicher. Im V -, R_C - und I_C -Band sind Abweichungen vom theoretischen Verlauf der Afterglow-Lichtkurve zu sehen, die als unterliegende SN interpretiert werden können (Galama et al., 2000; Reichart, 1999). Diese GRB-SN ist weniger leuchtkräftig und entwickelt sich früher als SN 1998bw. Sie scheint auch im I_C -Band heller zu sein als in den anderen beobachteten Bändern.

Dieser GRB erschien nur etwa 2.7 Bogensekunden entfernt eines hellen Sterns. Mit einigen bodengebundenen Teleskopen war es daher schwer, diese beiden Objekte getrennt aufzulösen. Dies führte zu großen Fehlerbalken bei den Datenpunkten. Hinzu kommt noch eine Unsicherheit bezüglich der recht hohen galaktischen Extinktion ($E(B - V) = 0.234$ mag). Dies sind wahrscheinlich die Gründe warum die SED dieses Afterglows ein untypisches Verhalten, nämlich eines stark negativen β zeigt (in Übereinstimmung mit Galama et al., 2000). Da ein Einfluss des daneben liegenden Sterns und eine falsch abgeschätzte galaktische Extinktion nicht auszuschließen ist und zudem die Anzahl der Datenpunkte sehr gering ist, konnte über die SED keine gesicherte

Aussage über die Extinktion in der Muttergalaxie getroffen werden.

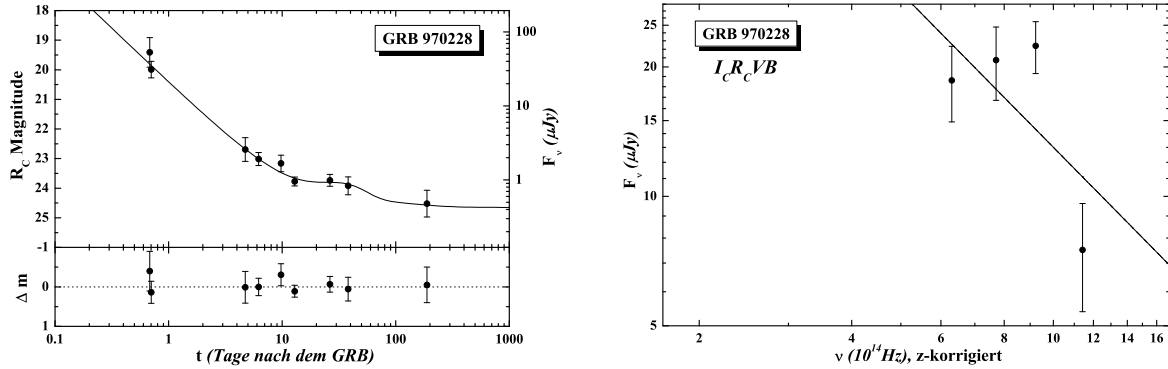


Abbildung 29. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 970228.

A.2 GRB 970508

Die Afterglow-Lichtkurve dieses GRBs zeigt eine Plateau-Phase, die bis etwa einen Tag nach dem GRB andauerte. Danach steigt die Helligkeit drastisch an ($\alpha \approx -3.4$). Nach etwa 1.9 Tagen beginnt dann der normale Verlauf des Afterglows, einem einfachen Potenzgesetz folgend. Die Kurvenanpassung berücksichtigt nur Datenpunkte ab dieser Zeit. Die Lichtkurve ist gut belegt und zeigt keinen *break*, obwohl es möglich ist, dass ein früher *break* stattgefunden hat (versteckt unter der Anomalie) und hier der Verlauf des Afterglows nach dem *break* beobachtet wird.

Obwohl die Rotverschiebung dieses GRBs nicht sehr hoch ist ($z = 0.835$, Bloom et al., 1998a), konnten keine Anzeichen einer unterliegenden GRB-SN gefunden werden. Ein Grund könnte die hohe Helligkeit des Afterglows sein, der selbst nach 100 Tagen noch die Muttergalaxie überstrahlt. Sokolov et al. (2001) erkennen einen Exzess im I_C -Band in ihren Daten, der in der vorliegenden, weitaus mehr Daten enthaltenen Arbeit allerdings nicht gefunden wurde.

Die Kurvenanpassung der SED (BVR_CI_CK) ergab ein Ergebnis von $A_V = 0.38 \pm 0.11$ mag bei bevorzugten MW-Staub und ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Reichart (1998). Er findet $A_V = 0.24^{+0.12}_{-0.08}$ mag, obwohl er eine höhere Rotverschiebung angenommen hat und z als Parameter bei der Kurvenanpassung frei ließ.

A.3 GRB 971214

Der Afterglow dieses weit entfernten GRBs ($z = 3.42$) war sehr schwach ($R_C \approx 23$ mag nach einem Tag) und ist daher nicht sehr reich an Datenpunkten. Es zeigt sich kein *break* in den Lichtkurven. Die SED (VR_CI_CJK) ist durch den Mangel an Datenpunkten in den Nicht-Referenzkurven nicht sehr gesichert. Halpern et al. (1998) finden eine starke Krümmung in der SED ihrer Daten, woraus sie eine hohe Extinktion von $E(B - V) \approx 0.4$ mag bei einer angenommenen Rotverschiebung von $z = 2$ folgern. Sie fixieren dabei β auf einen Wert, den sie der $(V - I)$ -Farbe des Afterglows von GRB 970508 extrahieren. Die Kurvenanpassung der in dieser Arbeit gefundene SED findet ebenfalls eine hohe

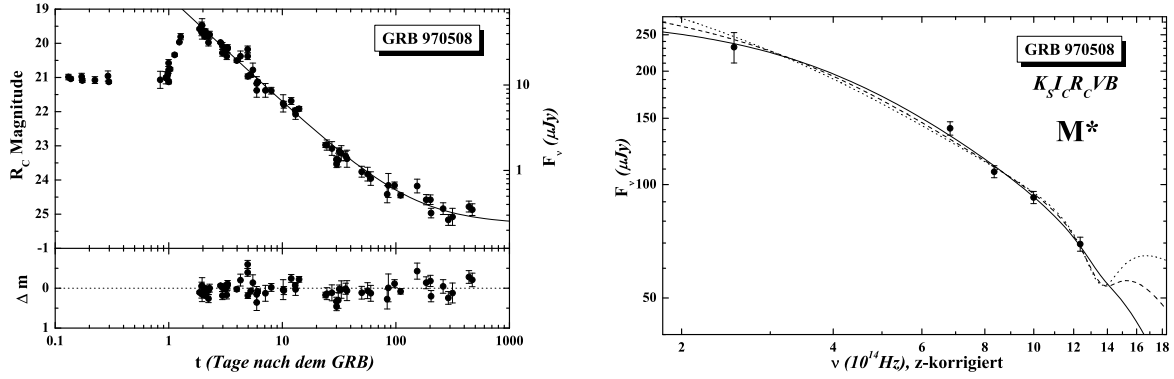


Abbildung 30. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 970508.

Extinktion und ein $\beta \leq 0$. Kurvenanpassungen mit einem fixierten β , welche aus den α - β -Relationen (§ 1.2.2) abgeleitet wurden, werden stark zurückgewiesen.

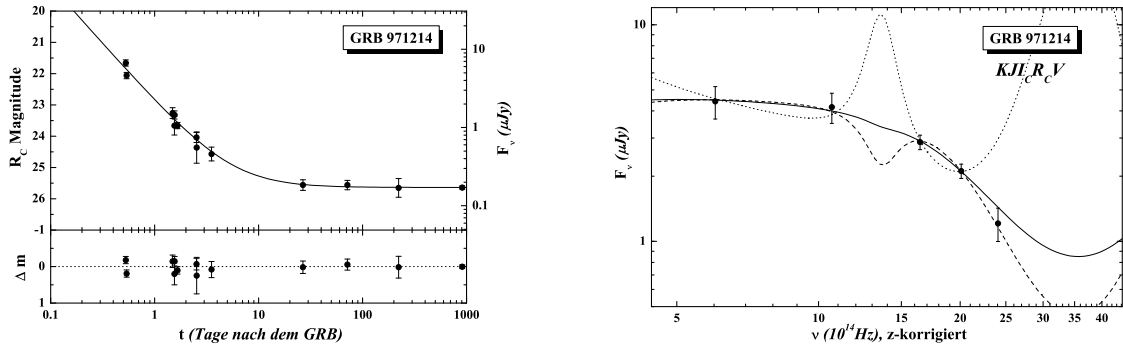


Abbildung 31. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 971214.

A.4 GRB 970815, GRB 030131

Zu jeder dieser Afterglow Lichtkurven gibt es lediglich zwei Datenpunkte und ein spätes *upper limit* signalisiert eine schwache Muttergalaxie. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist daher null, und somit konnte auch kein Fehler angegeben werden. Eine SED konnte nicht extrahiert werden.

A.5 GRB 980326

Für diesen GRB ist bis heute keine exakte Rotverschiebung bekannt. Die Helligkeit des Afterglows scheint schon nach etwa fünf Tagen unter die Helligkeit der Muttergalaxie zu sinken, denn die Helligkeit ist innerhalb der Fehler für den vierten, 20. und 27. Tag konstant. Ein tiefes upper limit 266 Tage und eine HST-Beobachtung ($V = 29.25$ mag Fruchter et al., 2001) etwa drei Jahre nach dem GRB zeigen, dass es sich dabei um einen Exzess an Licht handeln musste. Dies ist ein starker Hinweis auf eine unterliegende SN.

Bloom et al. (1999) haben eine Abschätzung der Rotverschiebung vorgenommen, indem sie angenommen haben, das Extra-Licht stamme von einer unterliegenden SN mit den gleichen Eigenschaften wie SN 1998bw. Dadurch konnten sie eine Rotverschiebung von $z \approx 1$ abschätzen.

Die Kurvenanpassung des Afterglows in der vorliegenden Arbeit wurde unter der Annahme einer unterliegenden SN gemacht. Dabei wurden die SN-Komponenten auf $k = 1$ und $s = 1$ in Gl. (40) fixiert. Für die Rotverschiebung wurde der von Bloom et al. (1999) abgeschätzte Wert von $z = 1$ angenommen. Eigene Abschätzungen der Rotverschiebung mit der gleichen Methode führten etwa zu demselben Ergebnis.

Die ersten beiden Datenpunkte wurden für die Kurvenanpassung nicht verwendet, da sie signifikant zu hell sind.

Da bis auf eine B -Band und die HST-Beobachtung nur R_C -Band Daten existieren, konnte keine SED und somit auch keine Extinktion bestimmt werden.

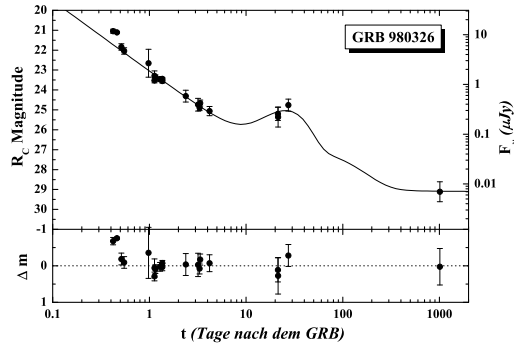


Abbildung 32. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 980326.

A.6 GRB 980329

Die Helligkeit dieses Afterglows ist sehr schwach und die wenigen Datenpunkte sind stark gestreut. Es ist kein *break* sichtbar. Obwohl die frühesten Daten schon kurz vor einem Tag nach dem GRB vorliegen und die Stärke des Helligkeitsabfalls α nicht sehr hoch ist, kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein *break* bereits vor dieser Zeit stattgefunden hat. Wahrscheinlicher ist aber ein später *break*, der durch die Muttergalaxie verdeckt wurde. Die Rotverschiebung dieses GRBs ist unbekannt. Aber es gibt Abschätzungen, die aus photometrischen Daten gewonnen wurden. In dieser Arbeit wurde die Abschätzung von Jaunsen et al. (2003) benutzt ($z = 3.6$).

Die SED ($R_C I_C J K$) ist sehr steil. Dies deutet auf eine hohe Extinktion hin, wie schon von mehreren Autoren erwähnt. Yost et al. (2002) finden ein $A_V \approx 1$ mag für $z = 3$. Dies liegt in Übereinstimmung mit dem Ergebnis, das in dieser Arbeit gefunden wurde: $A_V = 1.03 \pm 0.65$ mag für SMC-Staub und der Annahme von $z = 3.6$. Allerdings findet sich auch ein $\beta \leq 0$. Dies ist ein Hinweis, dass die wahre Extinktion der Muttergalaxie niedriger als $A_V = 1$ mag sein könnte.

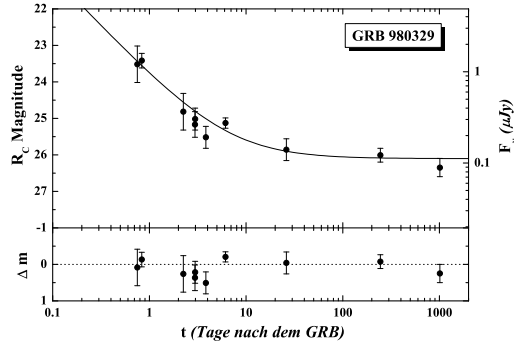


Abbildung 33. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 980329.

A.7 GRB 980519

Der erste Datenpunkt der R_C -Band Lichtkurve des Afterglows von GRB 980519 liegt bei $t \approx 0.5$ Tagen nach dem GRB. Im I_C - und V -Band liegen frühere Datenpunkte vor, allerdings keine späten. Um die Kurvenanpassung zu verbessern, wurde die I_C - und V -Band Lichtkurve zum gleichen Nullpunkt wie die R_C -Band Lichtkurve verschoben. Dabei wurde angenommen, dass der Einfluss der Muttergalaxie in den frühen Datenpunkten der I_C - und V -Band Lichtkurve zu vernachlässigen und die Lichtkurven achromatisch sind. Als Referenzkurve für die Kurvenanpassung diente die gemischte Lichtkurve. Dabei zeichnete sich ein *break* bei $t \approx 0.55$ Tagen ab.

Die Rotverschiebung dieses GRB ist ebenfalls nicht bekannt. Jaunsen et al. (2001) schätzen eine Rotverschiebung von $z \geq 1.5$ durch die Abwesenheit einer SN-Komponente ab. Für die Kurvenanpassung der SED ($UBVR_CI_C$) wurde deshalb eine Rotverschiebung von $z = 1.5$ verwendet. Damit konnte eine SMC-artige Extinktion von $A_V = 0.22 \pm 0.19$ mag in der Muttergalaxie gefunden werden.

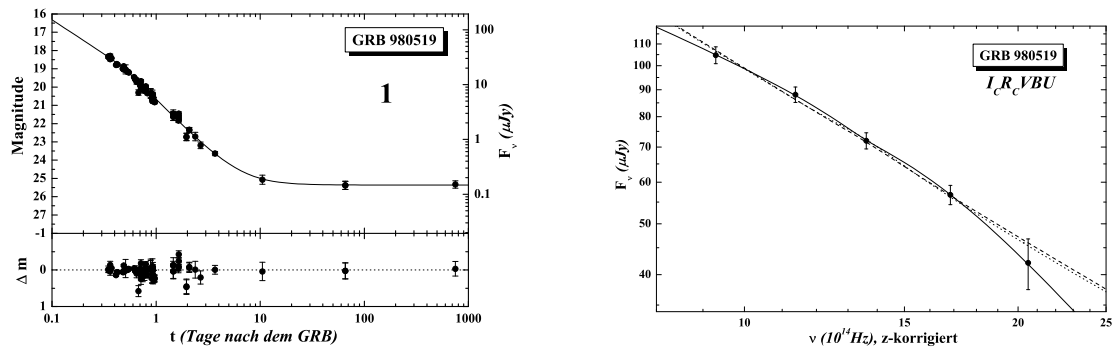


Abbildung 34. Die gemischte Lichtkurve (links, siehe Text) und die SED (rechts) von GRB 980519.

A.8 GRB 980613

Dieser sehr schwache Afterglow ist sehr schwer zu analysieren. Der Afterglow ist nur minimal heller als die Muttergalaxie und es gibt nur sehr wenige Datenpunkte. Aus

den R_C -Band-Daten lässt sich ein sehr niedriges $\alpha = 0.44 \pm 0.23$ bestimmen. In den anderen Bändern ist der Afterglow kaum von der Muttergalaxie zu trennen. Daher ist eine Bestimmung der Extinktion durch die SED des Afterglows unmöglich.

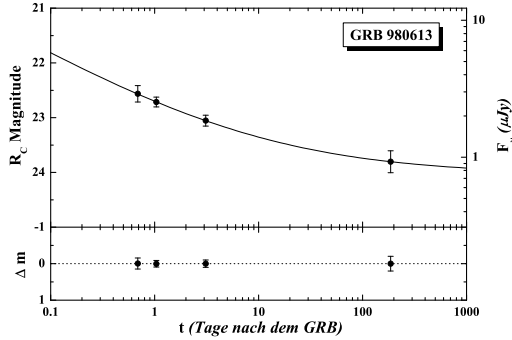


Abbildung 35. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 980613.

A.9 GRB 980703

Der Afterglow von GRB 980703 gehört zu denjenigen mit den am schwierigsten zu diskutierenden Afterglow-Lichtkurven. Die Lichtkurven weisen starke Streuungen der Datenpunkte auf und in den meisten Bändern sind entweder nur frühe ($t \lesssim 20$ Tage) oder nur späte Beobachtungen ($t \gtrsim 10$ Tage) vorgenommen worden. Die Muttergalaxie ist dazu noch sehr hell ($R_C \approx 22.4$) und dominiert den Afterglow schon sehr früh. In einigen Lichtkurven ist ein *break* deutlich zu sehen und es lassen sich Anzeichen für Extra-Licht erkennen, die auf eine unterliegende SN hinweisen. Allerdings sind diese Anzeichen in der bestbelegten Lichtkurve, dem R_C -Band, sehr schwach und lassen sich deshalb nur schwer untersuchen. Im NIR sind diese Anzeichen stärker, allerdings zeigen sie einen anderen Verlauf als bei SN 1998bw. Falls dieses Extra-Licht tatsächlich von einer unterliegenden SN stammen sollte, entwickelt sie sich wesentlich schneller ($s \approx 0.5$) und ist um einiges heller ($k \gtrsim 2$) als SN 1998bw. Allerdings mussten wegen $z \approx 1$ die Lichtkurven der photometrischen Bänder jenseits dem J -Band für SN 1998bw extrapoliert werden. Der wahre Verlauf von SN 1998bw ist im NIR unbekannt und daher sind auch die Ergebnisse nicht vertrauenswürdig.

Eine Untersuchung der SED (BVR_CI_CJHK) zeigt, dass dieser GRB die höchste Extinktion aller in dieser Arbeit untersuchten GRBs aufweist. Viele Autoren finden ebenfalls hohe Extinktionswerte für diesen GRB: Castro-Tirado et al. (1999) finden $A_V = 2.2$ mag 0.9 Tagen nach dem GRB, Vreeswijk et al. (1999) finden $A_V = 1.5 \pm 0.11$ mag nach 1.2 Tagen, und Bloom et al. (1998b) $A_V = 0.9 \pm 0.2$ mag nach 5.3 Tagen. Die hier vorgenommene achromatische Kurvenanpassung findet $A_V = 1.93 \pm 0.91$ mag für das MW-Staub Modell, nahe des Ergebnisses von Castro-Tirado et al. (1999), während SMC-Staub $A_V = 1.32 \pm 0.59$ mag liefert. Die Lichtkurven sind nicht gut genug um herauszufinden, ob die Unterschiede zwischen den einzelnen Autoren auf eine chromatische Änderung der SED, auf Feinstrukturen in den Lichtkurven oder auf eine wahren Abfall der Extinktion mit der Zeit zurückzuführen ist.

Sind allerdings die Extinktionswerte wahr und der Exzess in den Lichtkurven einer unterliegenden SN zuzuschreiben, dann ist diese GRB-SN die hellste, die je entdeckt

wurde.

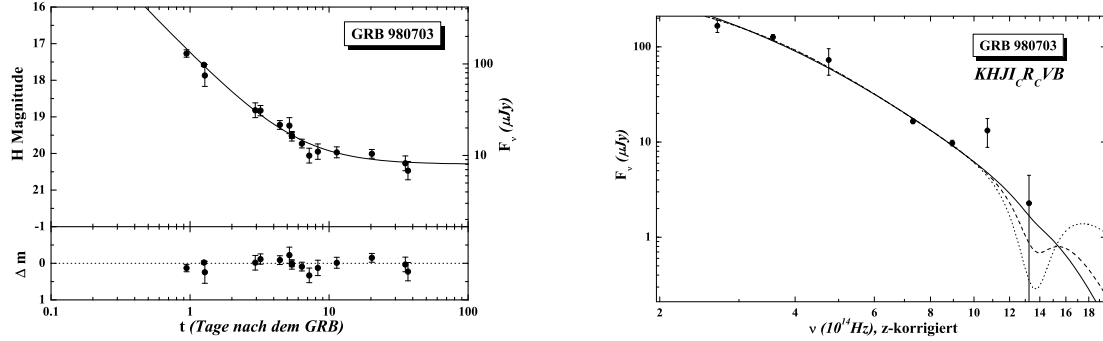


Abbildung 36. Die H -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 980703.

A.10 GRB 990123

Dieser GRB ist in mehrfacher Hinsicht speziell. Der gemessene Strahlungsfluss im γ -Band gehört zu den stärksten aller bisher gemessenen GRBs (maximale Zählrate: 33400 Photonen/s mit *BATSE*), obwohl der GRB bei einer Rotverschiebung von $z = 1.6$ liegt. Auch gab es zu diesem GRB die frühesten optischen Daten, die je gemessen wurden. Das automatische Teleskop ROTSE-I beobachtete den Afterglow schon 22 Sekunden nach dem GRB-Trigger, zu einer Zeit, als der GRB selbst noch γ -Strahlen emittierte. Der Afterglow wurde zuerst heller bis zu einer visuellen Helligkeit von etwa 9 mag, um dann die nächste halbe Stunde sehr steil abzufallen ($\alpha \approx 2$). Dieser Verlauf wurde als Rückwärtsschock interpretiert (s. § 1.2.2). Deshalb wurden alle Datenpunkte mit $t < 0.1$ Tagen bei der Lichtkurvenanpassung weggelassen. Die Lichtkurve im R_C -Band beginnt bei etwa 0.3 Tagen und zeigt einen *break* bei $t_b = 2.06$ Tagen. Die Beobachtungen der Muttergalaxie von Sokolov et al. (2001) wurden bei der Kurvenanpassung nicht verwendet, da sie signifikant zu leuchtschwach sind. Es wurden dagegen eigene Beobachtungen mit dem 3.5-m-Teleskop auf Calar Alto benutzt. Eine Erklärung für die Diskrepanz liegt in der unterschiedlichen Apertur. Wird die Muttergalaxie von GRB 990123 mit einem großen Teleskop beobachtet, zeigt sich ein Galaxienkomplex an dieser Stelle. Sokolov et al. (2001) haben mit dem Subaru 8-m-Teleskop diesen Komplex beobachtet und konnten somit eine kleinere Apertur wählen, um andere Galaxien in diesem Komplex für die Helligkeitsmessung auszuschließen. Dadurch kommt wahrscheinlich die geringere gemessene Helligkeit der Muttergalaxie zustande. Bei den Beobachtungen auf dem Calar Alto wurde aber eine Apertur verwendet, die den ganzen Komplex beinhaltet und ist somit konsistent mit den Beobachtungen der anderen Teleskope.

Die SED ($UBVR_CI_CHK$) zeigt nahezu keine Anzeichen von Extinktion ($A_V = 0.04 \pm 0.05$ für bevorzugtem SMC-Staub). Galama et al. (1999) finden eine negative Extinktion bei der Kurvenanpassung der SED und fixieren den Wert deshalb auf null. Dies stimmt mit der niedrigen Extinktion, die hier gefunden wird, überein.

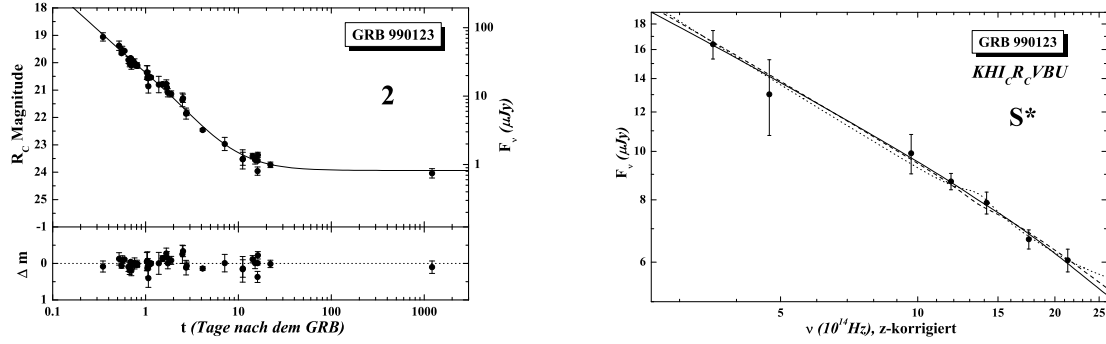


Abbildung 37. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 990123.

A.11 GRB 990308

Zu diesem Afterglow gibt es nur sehr frühe ($t \approx 0.15$ Tage nach dem GRB) BVR_C Beobachtungen (Schaefer et al., 1999) und eine sehr späte Beobachtung der sehr schwachen Muttergalaxie mit dem HST (Jaunsen et al., 2003). Die daraus bestimmten Afterglow-Parameter sind nur sehr ungenau.

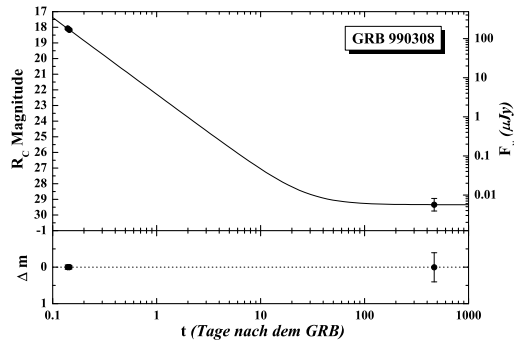


Abbildung 38. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 990308.

A.12 GRB 990510

Die Lichtkurven des Afterglows diese GRBs gehören zu den bestbelegtesten in der vorliegenden Arbeit. Hier sind auch zum ersten Mal genügend Datenpunkte um den *break* vorhanden um den Parameter n bei der Kurvenanpassung freizulassen. Die langsame Änderung des Helligkeitsabfalls um den *break* ist deutlich zu sehen, was sich in einem niedrigen Wert von $n = 2.25$ widerspiegelt. Hier wurde die V-Band Lichtkurve als Referenzkurve gewählt, da hier auch späte Beobachtungen der sehr leuchtschwachen Muttergalaxie ($V \approx 28$ mag) vorliegen. Die B-Band-Daten zeigen eine starke Streuung und Sprünge von fast zwei Magnituden in sehr kurzen Zeiträumen. Da diese Sprünge nur in diesem Band zu sehen sind und keine sinnvolle physikalische Beschreibung dieses Phänomen erklären kann, wird angenommen, dass es sich hierbei um ein technisches oder ein witterungsbedingtes Problem handeln muss. Diese Daten wurden auch in der

Publikation aus der die Daten entnommen wurden (Harrison et al., 1999) weder verwendet noch diskutiert.

Die SED (BVR_CI_C) zeigt nur schwache Anzeichen einer Extinktion in der Muttergalaxie und bevorzugten SMC-Staub. Dies ist in Übereinstimmung mit den Resultaten, die von Stanek et al. (1999) und Beuermann et al. (1999) gefunden wurden.

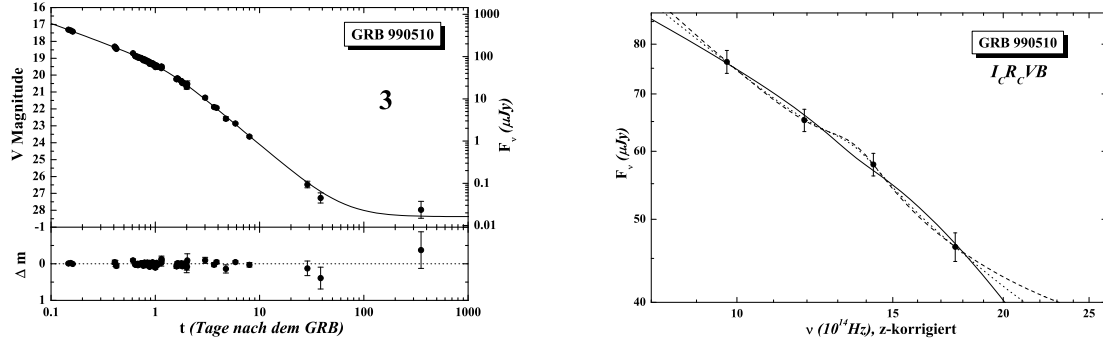


Abbildung 39. Die V-Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 990510.

A.13 GRB 990705, GRB 020322, GRB 020410, GRB 030115, GRB 030324, GRB 031220, GRB 040422

Für all diese Afterglows war die Anzahl der Daten zu gering, um die Lichtkurven-Parameter genau bestimmen zu können. Deshalb wurden zusätzlich noch *upper limits* aus Beobachtungsdaten benutzt, um obere oder untere Grenzwerte der Parameter bestimmen zu können.

Nur bei GRB 990705 waren Daten in zwei photometrischen Bändern (H und V) vorhanden. Die daraus bestimmte SED zeigt einen steilen Verlauf ($\beta \approx 2$, in Übereinstimmung mit Masetti et al., 2000), was auf eine hohe Extinktion schließen lässt. Bei einem angenommenen, fixierten $\beta = 0.6$, wird eine hohe Extinktion von $A_V = 1.1$ mag gefunden.

A.14 GRB 990712

Die Afterglow-Lichtkurven von GRB 990712 zeigen in allen Bändern (BVR_CI_C) deutliche Anzeichen einer unterliegenden SN, obwohl die Muttergalaxie sehr hell erscheint ($R_C = 21.8$ mag). Es ist kein *break* in den Lichtkurven zu sehen, aber da der Afterglow sehr früh von der Helligkeit der SN und der Muttergalaxie dominiert wird, ist ein *break* zu späteren Zeiten nicht ausgeschlossen. Björnsson et al. (2001) finden in ihren Daten bei $t \approx 1.6$ Tagen einen *break*. Dies konnte aber mit dem erweiterten Datensatz der vorliegenden Arbeit nicht bestätigt werden.

Die SED zeigt keine Anzeichen einer Extinktion in der Muttergalaxie.

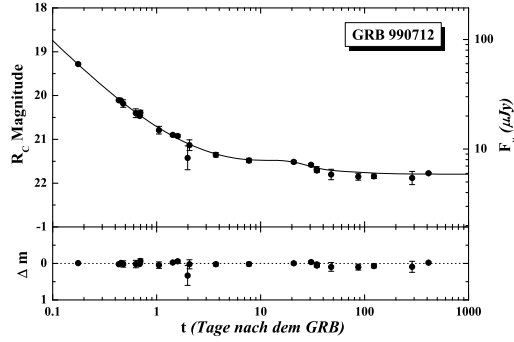


Abbildung 40. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 990712.

A.15 GRB 991208

Dieser sehr helle Afterglow wurde wegen ungenauer Positionsangabe erst zwei Tage nach dem GRB entdeckt (Castro-Tirado et al., 2001). Die Lichtkurve zeigt einen sehr starken Abfall ($\alpha_2 = 2.47$). Deshalb ist es sehr wahrscheinlich, dass ein *break* bereits in den ersten zwei Tagen statt gefunden hat. Ein weiterer Hinweis dafür ist ein frühes, wenn auch sehr schwaches *upper limit* von $m_V \gtrsim 4$ mag, welches aus Aufnahmen einer Weitwinkel-Kamera für Meteoritenbeobachtungen gewonnen werden konnte (Castro-Tirado et al., 2001).

Im R_C - und V -Band zeigt sich ein deutlicher Hinweis auf eine unterliegende SN. In den anderen Bändern gibt es um den Zeitraum des SN-Maximums keine Beobachtungen. Diese GRB-SN hat eine ähnliche Leuchtkraft wie SN 1998bw ($k = 0.91$).

Untersuchungen an der SED (BVR_CI_K) ergeben eine starke Extinktion ($A_V = 0.80 \pm 0.29$ mag) in der Muttergalaxie. Dabei wird MW-artiger Staub schwach bevorzugt. Ist diese Extinktion real, wäre die SN etwa doppelt so leuchtkräftig gewesen wie SN 1998bw.

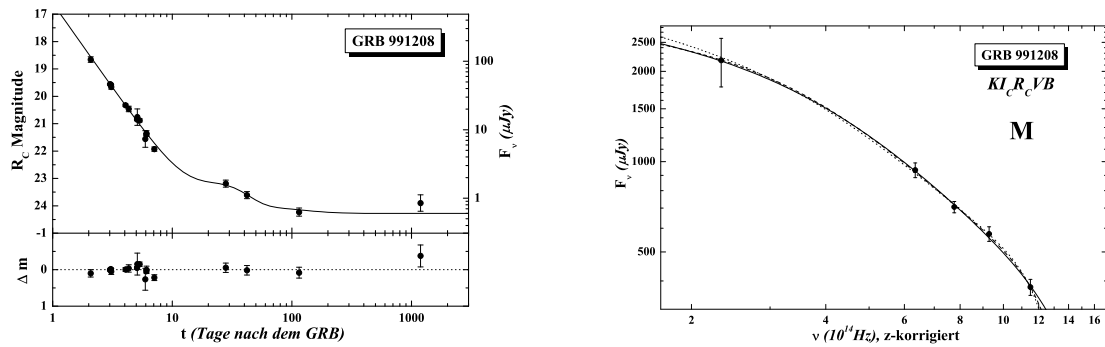


Abbildung 41. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 991208.

A.16 GRB 991216

Bei diesem ebenfalls sehr hellen Afterglow ($R_C \approx 18$ mag nach einem Tag, nach der Korrektur der sehr hohen galaktischen Extinktion, $E(B - V) = 0.63$ mag) ist ein *break*

bei $t_b = 1.1$ Tagen in der Lichtkurve zu sehen. Eine unterliegende SN konnte allerdings nicht entdeckt werden. Bei dieser Rotverschiebung ($z = 1.02$) wurde sie wahrscheinlich von der Helligkeit des Afterglows und der Muttergalaxie ($R_C = 23.5$) überstrahlt.

Die SED (BVR_CI_CJHK) zeigt nur schwache Anzeichen einer Staubrötung. Das Ergebnis von $A_V = 0.13 \pm 0.08$ mag für leicht bevorzugten MW-Staub stimmt mit dem aus dem Spektrum gefundenen Wert $A_V = 0.16 \pm 0.02$ mag aus Vreeswijk et al. (2006) überein.

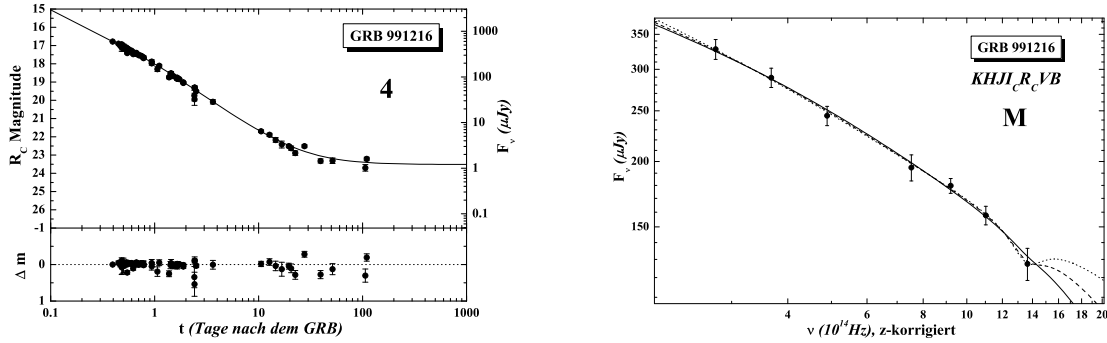


Abbildung 42. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 991216.

A.17 GRB 000131

Der Afterglow dieses sehr hellen GRBs wurde erst 3.5 Tage später bei $R_C = 23.1$ mag entdeckt. Die Rotverschiebung von $z = 4.5$ wurde über das Spektrum anhand der Lyman- α -Absorptionskante hergeleitet (Andersen et al., 2000). Das machte diesen GRB zu einem der am weitesten entfernten, die je entdeckt wurden. Der Afterglow fällt sehr steil ab ($\alpha = 2.4$), ein Hinweis, dass er vermutlich erst nach dem *break* entdeckt wurde. Es war nicht möglich eine freie Kurvenanpassung an der SED ($VR_CI_CHK_S$) vorzunehmen, da die Filter V und R_C von Lyman Absorption beeinflusst sind. Daher bleiben nur drei Farben übrig. Eine Kurvenanpassung mit einem einfachen Potenzgesetz ($A_V = 0$) zeigt keine Krümmung in der SED, d.h. eine Extinktion ist minimal.

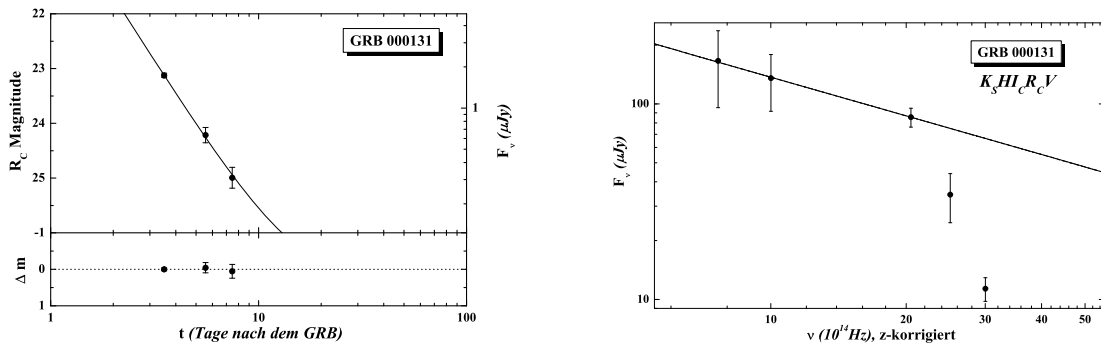


Abbildung 43. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 000131.

A.18 GRB 000301C

Der Afterglow von GRB 000301C zeigt in allen Lichtkurven kurzfristig eine überlagerte, unsymmetrische Schwingung, mit einer Periode von etwa zwei Tagen und einer Amplitude von circa 0.25 mag, um den vierten Tag nach dem GRB. Nach Garnavich et al. (2000) handelt es sich am wahrscheinlichsten um einen Mikro-Gravitationslinseneffekt, verursacht von einem Stern in einer Vordergrundgalaxie in etwa halber Entfernung zum GRB ($z \approx 1$). Da die nächste Galaxie allerdings $2''$ entfernt ist und bei Afterglow Lichtkurven späterer GRBs ähnliche Phänomene entdeckt wurden (z.B. GRB 030329), ist eine intrinsische Fluktuation des Afterglows ebenso möglich. Eine Korrektur dieser Fluktuation ist wegen unbekannter Eigenschaften nur sehr schwierig und wird in der vorliegenden Arbeit nicht vorgenommen. Es ist ein deutlicher *break* in den Lichtkurven zu erkennen. Er erscheint noch während der Anomalie und ist deshalb nicht genau zu bestimmen, obwohl der *pre-break* und *post-break* Helligkeitsabfall sehr verschieden ist ($\Delta\alpha > 2$). Trotz oder wegen der Fluktuation konnte der Parameter n bei der Kurvenanpassung freigelassen werden. Ein relative niedriger Wert von $n = 2.36 \pm 0.67$ wurde bestimmt. Wie sehr dieser Wert durch die Fluktuation beeinflusst wird, ist ungewiss.

Die SED ($UBVR_CI_CJHK$) zeigt Anzeichen einer schwachen Extinktion ($A_V = 0.12 \pm 0.06$ mag für bevorzugten SMC Staub) in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren (Jensen et al., 2001; Rhoads & Fruchter, 2001, jeweils $A_V = 0.09$ mag für SMC-Staub).

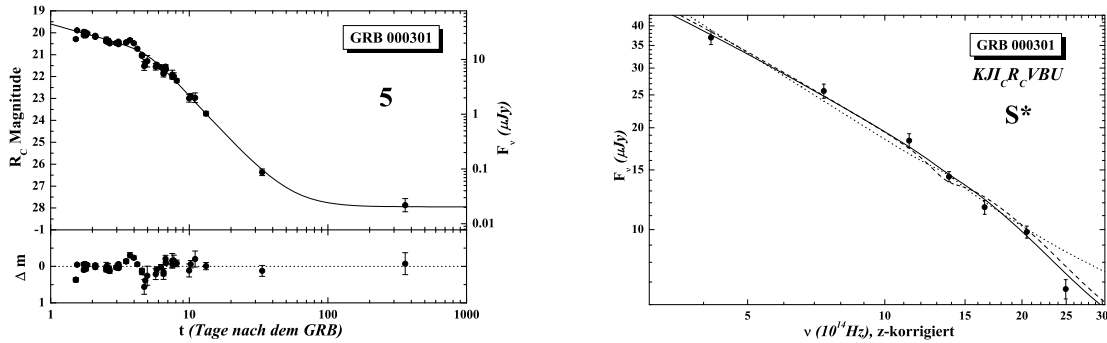


Abbildung 44. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 000301C.

A.19 GRB 000418

Für diesen Afterglow existieren nur R_C - und K -Band-Daten. Die R_C -Band Lichtkurve zeigt einen späten *break* ($t_b = 7.85 \pm 2.71$), der aber wegen der hellen Muttergalaxie ($R_C = 23.5$) nur sehr ungenau bestimmt werden konnte. Radiobeobachtungen zeigen ebenfalls, dass ein später *break* stattgefunden haben muss (Berger et al., 2001), was die Glaubwürdigkeit eines so spät gefundenen *breaks* unterstützt. Die für die Rotverschiebung ($z = 1.12$ Bloom et al., 2003a) sehr helle Muttergalaxie und eine starke Streuung der Daten zwischen dem 10. und 20. Tag machen eine Aussage über das Vorhandensein einer SN unmöglich. Zudem zeigt die SED eine starke Rötung, was auf eine hohe Extinktion schließen lässt (Klose et al., 2000). Eine genauere Aussage ist allerdings nicht

möglich, da nur zwei Farben vorhanden sind.

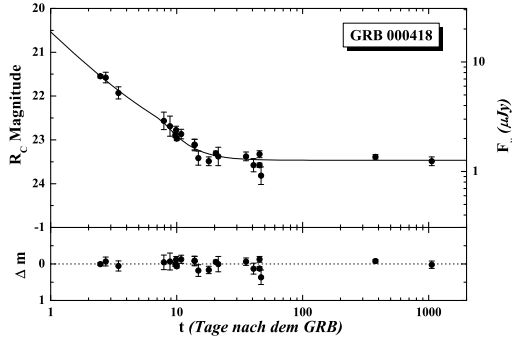


Abbildung 45. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 000418.

A.20 GRB 000630

Der Afterglow im R_C -Band ist nur durch wenige Datenpunkte belegt und wurde nach 0.85 Tagen bei $R_C = 23$ mag entdeckt (Fynbo et al., 2001b). Es ist weder ein *break* noch eine Supernova zu erkennen. Allerdings gibt es eine sehr große Datenlücke zwischen dem 4. und dem 355. Tag. In diesem Zeitraum sind nur wenige Grenzhelligkeiten bekannt. Somit kann das Vorhandensein eines *breaks* oder einer Supernova nicht ausgeschlossen werden. Die Rotverschiebung ist unbekannt und da bis auf einen V-Band Datenpunkt keine weiteren Beobachtungen in anderen Farben vorliegen, ist keine Abschätzung der Extinktion möglich.

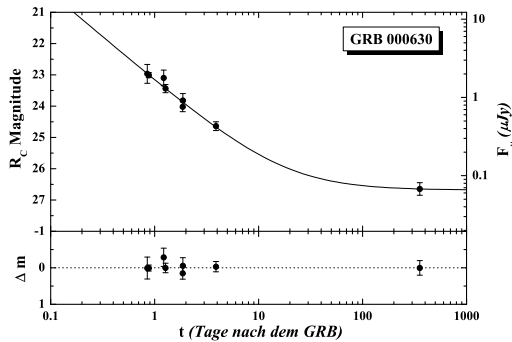


Abbildung 46. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 000630.

A.21 GRB 000911

In den Lichtkurven dieses Afterglows ist kein *break* zu erkennen. Da der Afterglow erst nach 1.4 Tagen entdeckt wurde und der Helligkeitsabfall mit $\alpha = 1.46$ relativ steil ist, kann es durchaus sein, dass ein *break* bereits vor der Entdeckung des Afterglows stattgefunden hat. In den BVR_CI_C und J -Band Lichtkurven zeichnet sich relativ deutlich eine unterliegende SN ab, obwohl der GRB bei einer Rotverschiebung von $z = 1.06$ liegt. Er ist somit der am weitesten entfernte GRB bei dem eine SN gefunden wurde. Durch die hohe Rotverschiebung lassen sich eigentlich nur die I_C - und J -Band Daten verwenden,

um die Parameter der SN zu bestimmen, da für die anderen Bänder die Lichtkurven extrapoliert werden müssten. Es wurde allerdings trotzdem die R_C -Band Lichtkurve als Referenzkurve benutzt, da diese den am besten belegten Datensatz aufzeigt und nur leicht extrapoliert werden musste. Im I_C -Band zeichnet sich die SN schwächer ab und im J -Band gibt es zu wenige Datenpunkte, um die Parameter genau bestimmen zu können. Erstaunlicherweise ist die SN nicht einmal sehr hell ($k = 0.6$) und wurde somit nur entdeckt, weil der Afterglow und die Muttergalaxie relativ leuchtschwach sind.

Für die Kurvenanpassung wurden ausschließlich Daten von Masetti et al. (2005) verwendet, da die Autoren aus anderen Publikationen Datenpunkte entnommen haben und sie auf einen gemeinsamen Nullpunkt eichten. Dadurch wurde ein homogenes Datenensemble geschaffen.

Aus der SED ($BVR_CI_CJK_S$) lässt sich eine moderate Extinktion ableiten ($A_V = 0.27 \pm 0.32$ mag für SMC-Staub), in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Masetti et al. (2005).

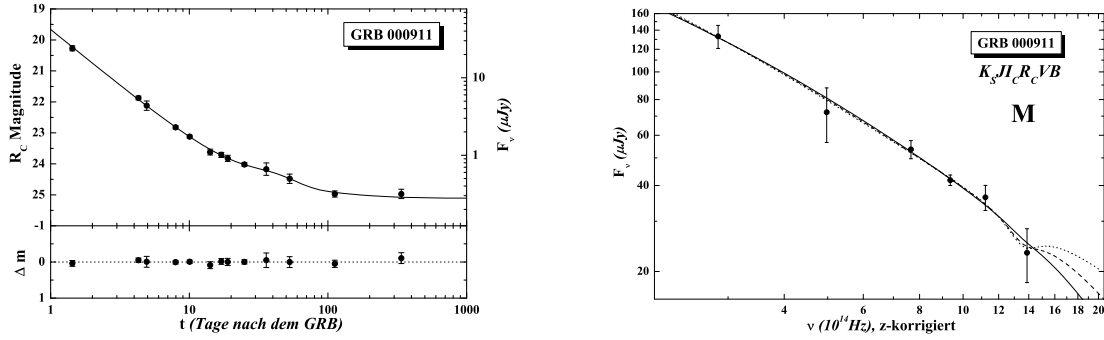


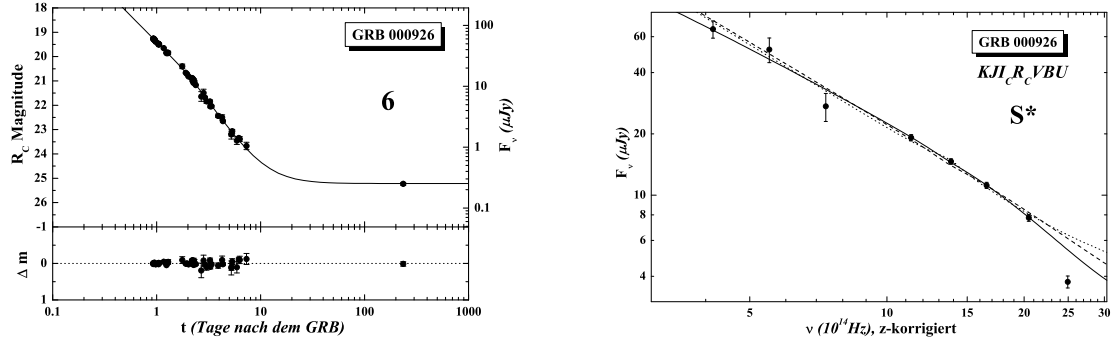
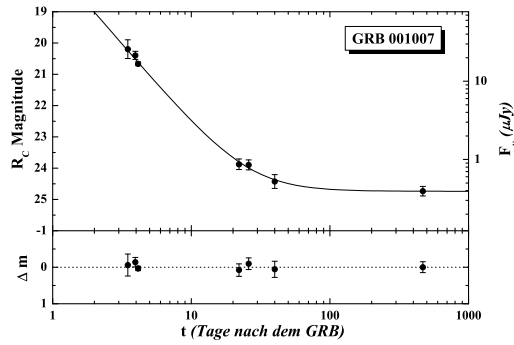
Abbildung 47. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 000911.

A.22 GRB 000926

Dieser Afterglow wurde in vielen Farben sehr gut verfolgt. Es zeichnet sich bei $t = 2.1$ Tagen ein deutlicher, scharfer *break* in den Lichtkurven ab. Durch die hohe Rotverschiebung ($z = 2.04$, Castro et al., 2003) ist keine SN zu erkennen. Die Kurvenanpassung der SED ($UBVR_CI_CJHK$) zeigt, dass SMC-Staub stark bevorzugt wird und eine relativ niedrige Extinktion in der Muttergalaxie vorliegt ($A_V = 0.15 \pm 0.07$ mag).

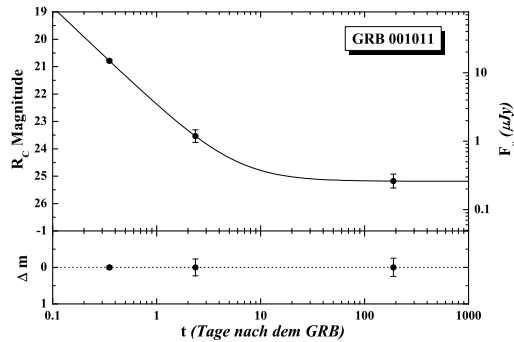
A.23 GRB 001007

Dieser Afterglow wurde erst nach 3.5 Tagen entdeckt und zeigt einen steilen Helligkeitsabfall ($\alpha = 2.06$). Dies und frühe *upper limits* von LOTIS (Castro Cerón et al., 2002) deuten darauf hin, dass ein *break* vor der Entdeckung stattgefunden haben muss. Wegen der unbekannten Rotverschiebung und einer ungenügenden Anzahl an Datenpunkten kann nicht nach einer unterliegenden SN gesucht werden. Da nur sehr wenige Beobachtungen in anderen photometrischen Bändern gemacht wurden, ist die SED zu ungenau bestimmt, um eine Aussage über eventuell vorhandene Extinktion machen zu können.

Abbildung 48. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 000926.Abbildung 49. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 001007.

A.24 GRB 001011

Die Lichtkurven dieses schwachen Afterglows sind nicht gut belegt. Es gibt lediglich drei Punkte im R_C -Band, drei im K_S -Band und einen frühen J -Band Datenpunkt (Gorosabel et al., 2002; Le Floc'h et al., 2003). Eine Aussage über einen *break* lässt sich nicht treffen. Trotz der spärlichen Daten lässt sich daraus eine SED gewinnen. Sie zeigt keinerlei Anzeichen einer Krümmung. Genauere Analysen sind nicht möglich, da keine Rotverschiebung bekannt ist.

Abbildung 50. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 001011.

A.25 GRB 010222

Die Lichtkurven dieses sehr hellen Afterglows sind sehr gut belegt. Es ist deutlich ein weicher ($n = 2.29$) *break* bei $t_b = 0.64$ Tagen zu sehen. Anzeichen einer SN lassen sich nicht erkennen, was bei einer Rotverschiebung von $z = 1.48$ (Mirabal et al., 2002) nicht verwunderlich ist. Die Kurvenanpassung der SED ($UBVR_CI_CJK$) ergibt eine niedrige Extinktion ($A_V = 0.14 \pm 0.08$ mag) bei bevorzugtem SMC-Staub.

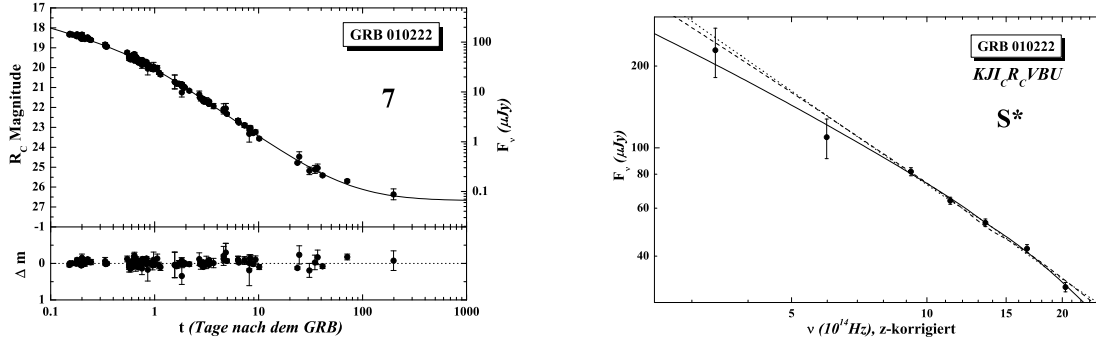


Abbildung 51. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 010222.

A.26 GRB 010921

Zu diesem GRB existieren nur sehr wenige Datenpunkte, die den Afterglow belegen. Bei den wenigen vorliegenden Datenpunkten sind keine Anzeichen eines *breaks* zu erkennen. Allerdings zeigen sich schwache Anzeichen einer unterliegenden SN im R_C -Band. Als Referenz wurde aber das Sloan r -Band gewählt, da hier mehr frühe Datenpunkte vorliegen, wenn auch keine Daten um das Maximum der SN. Aus einer Kurvenanpassung mit Gl. (40) konnte $\alpha = 1.56 \pm 0.07$ bestimmt werden. Dieser Wert wurde bei der Kurvenanpassung im R_C -Band fixiert, was zu einer Detektion einer schwachen SN führte ($k = 0.68 \pm 0.75$). Price et al. (2003a) finden keine unterliegende SN, woraus sie auf eine hohe Extinktion von $A_V \approx 1$ mag schließen. Eine Kurvenanpassung der SED aus dem erweiterten Datensatz liefert eine hohe Extinktion von $A_V = 0.91 \pm 0.82$ mag für MW Staub, dem bevorzugten Modell und bestätigt somit die Annahme von Price et al. (2003a).

A.27 GRB 011121

Dieser GRB liegt in einer sehr hellen Muttergalaxie ($R_C \approx 20$ mag), was es erschwert die Lichtkurve des Afterglows zu extrahieren. Dazu zeichnet sich eine helle SN in den Lichtkurven ab (Bloom et al., 2002b; Greiner et al., 2003a). Da verschiedene Gruppen unterschiedliche Methoden benutzten, um den Einfluss der Muttergalaxie heraus zu korrigieren, musste besonders darauf geachtet werden, ob die Datenpunkte kompatibel sind. Außerdem erschwert die relativ hohe galaktische Extinktion entlang der Sichtlinie die genaue Bestimmung der Helligkeit des Afterglows. Hier verwenden auch verschie-

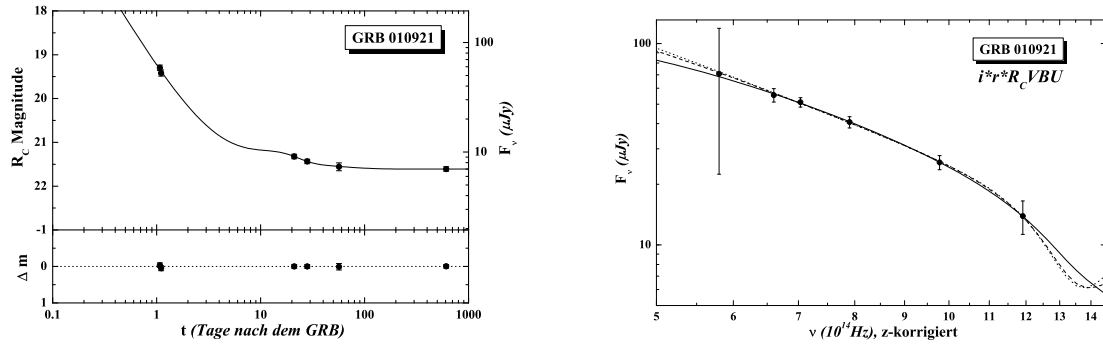


Abbildung 52. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 010921.

dene Gruppen unterschiedliche Extinktionswerte, die zum Teil von den COBE-Daten (Schlegel et al., 1998) abweichen.

Price et al. (2002b) bestimmen eine visuelle galaktische Extinktion von $A_V = 1.16 \pm 0.25$ mag über eine Anpassung der unkorrigierten Datenpunkte mit der MW-Extinktionskurve bei $z = 0$. Daraus folgt $E(B - V) = 0.37 \pm 0.08$ mag, bei angenommenem $R_V = 3.1$. Sie konnten dadurch allerdings nicht die Extinktion in der Muttergalaxie bestimmen. Garnavich et al. (2003) bestimmen eine galaktische Extinktion von $E(B - V) = 0.43 \pm 0.07$ mag mit einer Neigung der SED von $\beta = 0.66 \pm 0.13$ zwischen 0.4 und 1.5 Tagen nach dem GRB. Sie ziehen allerdings keine Extinktion in der Muttergalaxie in Betracht. Greiner et al. (2003a) benutzen $E(B - V) = 0.46$ mag basierend auf den COBE-Daten (Schlegel et al., 1998). Wir finden keine Extinktion in der Muttergalaxie und ein $\beta = 0.62 \pm 0.05$ bei 2.5 Tagen nach dem GRB. Wir deuten aber darauf hin, dass die HI-Karten von Dickey & Lockman (1990) auf eine niedrigere galaktische Extinktion von $E(B - V) = 0.29$ mag schließen lassen.

In dieser Arbeit werden hauptsächlich die Daten aus Greiner et al. (2003a) zuzüglich einigen selektierten Daten aus Garnavich et al. (2003) und Price et al. (2002b) benutzt. Greiner et al. (2003a) verwenden ein spezielles Modell um die Helligkeit der Muttergalaxie zu subtrahieren, deshalb können nur frühe oder HST-Daten aus den anderen Publikationen hinzugefügt werden, da sonst die Abweichungen zu groß wären. In dieser Arbeit wird eine galaktische Extinktion von $E(B - V) = 0.29$ mag aus Dickey & Lockman (1990) angenommen, um der unbekannten Extinktion in der Muttergalaxie und entlang der Sichtlinie zuvorzukommen. Aus der Kurvenanpassung der SED ($UBVR_CI_CJK$) konnte so eine Extinktion in der Muttergalaxie von $A_V \approx 0.4$ mag (SMC-Staub) bestimmt werden. MW-Staub ist nicht bevorzugt, allerdings lässt sich durch die niedrige Rotverschiebung von $z = 0.362$ (Greiner et al., 2003a) die Differenzierung der unterschiedlichen Extinktionsmodelle nur schwer bestimmen.

Es zeigt sich ein *break* in den Lichtkurven bei $t = 1.54 \pm 0.22$ Tagen nach dem GRB in Übereinstimmung mit Greiner et al. (2003a). Price et al. (2002b) schließen über die Kombination von Radio-Daten, dass ein *break* bei $t > 2$ bis 7 Tagen nach dem GRB stattgefunden haben muss, während Garnavich et al. (2003) keinen *break* in ihren Daten finden.

Durch die Annahme einer anderen galaktischen Extinktion weichen die Ergebnisse

über die SN in dieser Arbeit von denen aus Greiner et al. (2003a) ab, obwohl ich dort die Kurvenanpassung der Daten ebenfalls durchgeführt habe. Außerdem wurde in Greiner et al. (2003a) noch eine andere Methode der Kurvenanpassung verwendet. Die Lichtkurve von SN 1998bw wurde in der Zeitachse mit einem Parameter τ verschoben und nicht wie in der vorliegenden Arbeit mit dem Parameter s gestreckt (siehe § 3.2). Wird allerdings die Extinktion der Muttergalaxie herauskorrigiert, liegen die beiden Ergebnisse eng beieinander. In der vorliegenden Arbeit wird im R_C -Band $k = 0.86$ bestimmt, im Gegensatz zu Greiner et al. (2003a) mit $k = 0.96$.

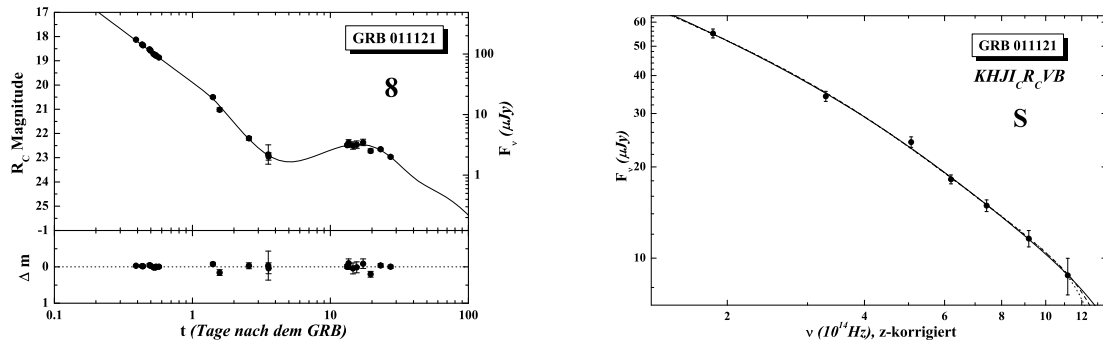


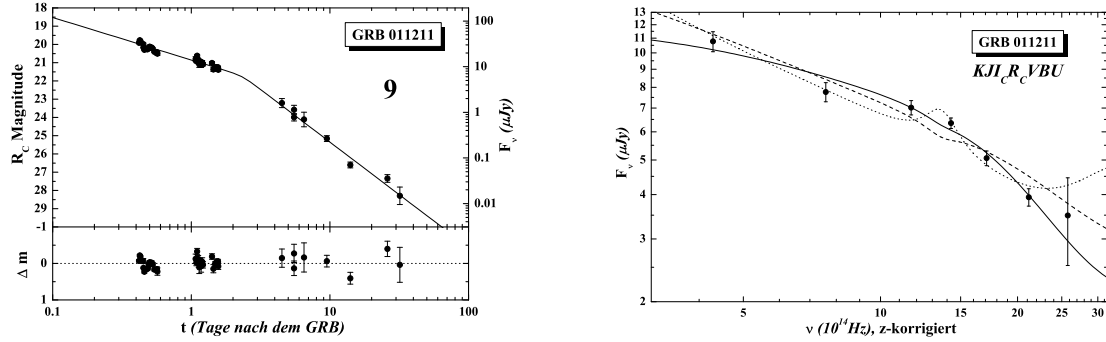
Abbildung 53. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 011121.

A.28 GRB 011211

Die Afterglow-Lichtkurve dieses GRBs ist in den ersten Tagen gut belegt und für eine Rotverschiebung von $z = 2.14$ (Holland et al., 2002) relativ hell ($R_C \approx 20.7$ mag nach einem Tag). Durch die dichte Datenbelegung zeigen sich bis etwa einen Tag nach dem GRB Helligkeitsfluktuationen von etwa einer halben Magnitude innerhalb kurzer Zeitskalen. Nach Jakobsson et al. (2004b) lässt sich dies durch eine so genannte "patchy shell" erklären. Das sind unregelmäßige Helligkeitsschwankungen im relativistischen Materiestrom. Durch die relativistische Abberation wird nur ein Bereich davon gesehen, der durch die Abbremsung der Materie und durch die Vergrößerung des relativistischen Öffnungswinkels immer größer wird. Kommt nun ein heller Fleck in diesen Bereich, kann es zu einer kurzzeitigen Erhöhung des Strahlungsflusses führen.

In der Lichtkurve ist deutlich eine Änderung des Helligkeitsabfalls zu sehen. Allerdings gibt es um den Zeitpunkt des *breaks* keine Daten. Die Kurvenanpassung liefert $t_b = 2.34 \pm 0.34$ Tagen bei fixiertem $n = 10$. Bei den letzten vier Datenpunkten wurde bereits die Muttergalaxie subtrahiert, bei den übrigen ist der Einfluss der Muttergalaxie noch so gering, dass die Daten problemlos gemischt werden konnten.

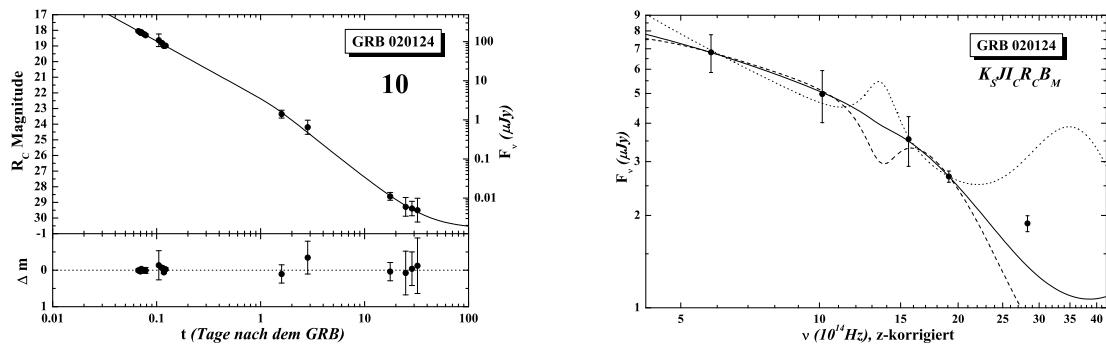
Die SED ($UBVR_CI_CJK$) zeigt Anzeichen einer moderaten Extinktion von $A_V = 0.25 \pm 0.06$ mag von SMC-Staub, allerdings mit einem $\beta = 0$. MW- und LMC-Staub ist auszuschließen. Dies ist in relativer Übereinstimmung zu Holland et al. (2002) und Jakobsson et al. (2003), die ebenfalls eine niedrige Extinktion finden und MW-Staub ausschließen können.

Abbildung 54. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 011211.

A.29 GRB 020124

Dieser GRB liegt in einer sehr leuchtschwachen Muttergalaxie. Selbst mit dem HST konnte bis zu einer Helligkeit von $R_C \approx 29.5$ keine Ausdehnung der Quelle gefunden werden (Berger et al., 2002). Eine freie Kurvenanpassung liefert $m_h = 30.67 \pm 0.94$ mag. Selbst bei einer Rotverschiebung von $z = 3.2$ (Hjorth et al., 2003a) ist dies eine der leuchtschwächsten GRB-Muttergalaxien. In der Lichtkurve zeigen sich große Datenlücken von mehreren Tagen. Trotzdem konnte ein *break* bei $t_b = 1.36$ Tagen bestimmt werden. Um die Datenanzahl in der Referenzkurve (R_C) zu erhöhen, wurden R_M -Band (MACHO-Filter) Daten aus Berger et al. (2002) hinzugefügt, die auf das R_C -Band kalibriert wurden.

Eine Analyse der SED ($R_C I_C J K_S$) ist wegen der geringen Anzahl an Daten schwierig. SMC-Staub ist bevorzugt mit $A_V = 0.28$, allerdings einem niedrigen $\beta = 0.11$. Dies stimmt mit Hjorth et al. (2003a) überein, die bei fixierten $\beta > 0.5$ für SMC-Staub ein $A_V \leq 0.2$ mag finden.

Abbildung 55. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 020124.

A.30 GRB 020305

Die Afterglow-Lichtkurve dieses GRBs ist nur mit sehr wenigen Daten belegt. Nach Gorosabel et al. (2005a) sind in der Lichtkurve Anzeichen einer SN zu erkennen. Durch

die geringe Datenanzahl und die unbekannte Rotverschiebung konnte dies aber nicht verifiziert werden. Die Kurvenanpassung ohne SN liefert einen Helligkeitsabfall von $\alpha = 1.2$. Es zeigt sich kein *break* in der Lichtkurve. Wegen der geringen Anzahl an Daten konnte keine SED konstruiert werden.

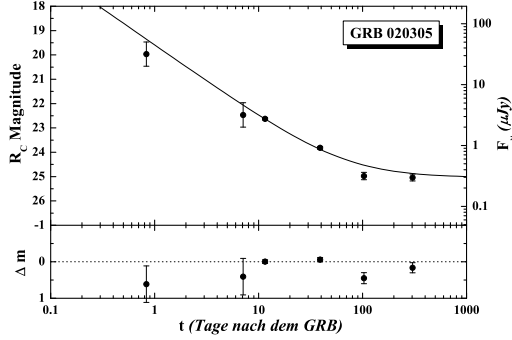


Abbildung 56. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 020305.

A.31 GRB 020331

Für diesen GRB-Afterglow existieren nur publizierte GCN Datenpunkte im R_C -Band. Somit lässt sich auch keine SED konstruieren. Eine Rotverschiebung ist ebenfalls nicht bekannt. Die Afterglow-Lichtkurve zeigt einen sehr späten *break* bei etwa 7 Tagen nach dem GRB.

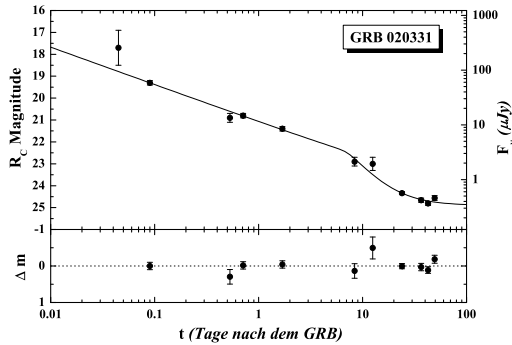


Abbildung 57. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 020331.

A.32 GRB 020405

Dieser GRB liegt bei einer Rotverschiebung von $z = 0.69$ (Price et al., 2003a) und die Lichtkurven zeigen signifikante Anzeichen einer unterliegenden Supernova. Da dieser GRB in einer sehr strukturierten Muttergalaxie liegt, ist es schwierig die Lichtkurven des Afterglows zu extrahieren. Verschiedene Gruppen messen zu gleichen Zeitpunkten unterschiedliche Helligkeiten, die sich nicht miteinander vereinen lassen. Deshalb wurde wie bei GRB 011121 nur der Datensatz einer Gruppe verwendet, um Kalibrationsungenauigkeiten zu vermeiden. In dieser Arbeit werden die bereits von der Muttergalaxie befreiten Daten von N. Masetti (private Kommunikation) benutzt, die nur leicht von

den veröffentlichten Daten aus Masetti et al. (2003) abweichen. Diese Daten zeigen aber trotzdem noch eine leichte Streuung, die sich in dem relativ schlechten χ^2 -Wert der Kurvenanpassung bemerkbar macht. Die Lichtkurven zeigen einen deutlichen break bei $t = 2.4$ Tagen und eine deutlich Aufhellung bei ca. 20 Tagen in allen photometrischen Bändern, die späte Datenpunkte enthalten (VR_CI_C). Die Aufhellung zeigt die Anzeichen einer SN, die etwa 70% der Leuchtkraft von SN 1998bw besitzt. Über die SED ($BVR_CI_CJHK_S$) lässt sich eine geringe Extinktion von $A_V \approx 0.15$ mag für alle Staubtypen in Übereinstimmung mit Masetti et al. (2003) ableiten. Dies erhöht die Leuchtkraft der SN auf etwa 85% der Leuchtkraft von SN 1998bw.

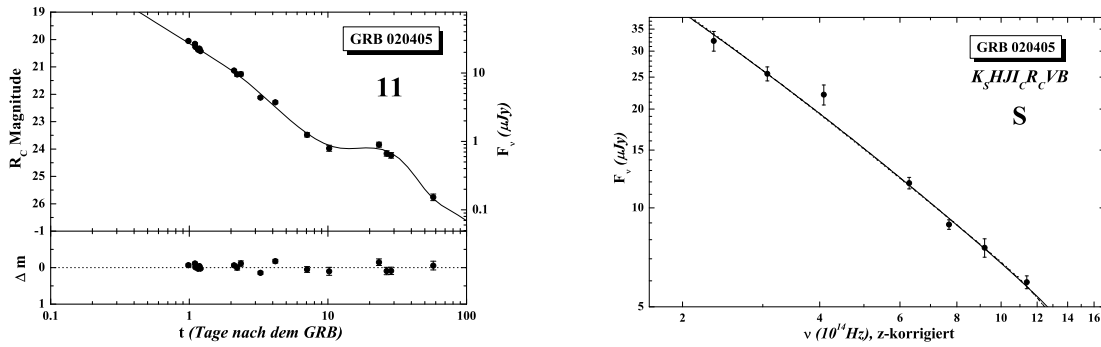


Abbildung 58. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 020405.

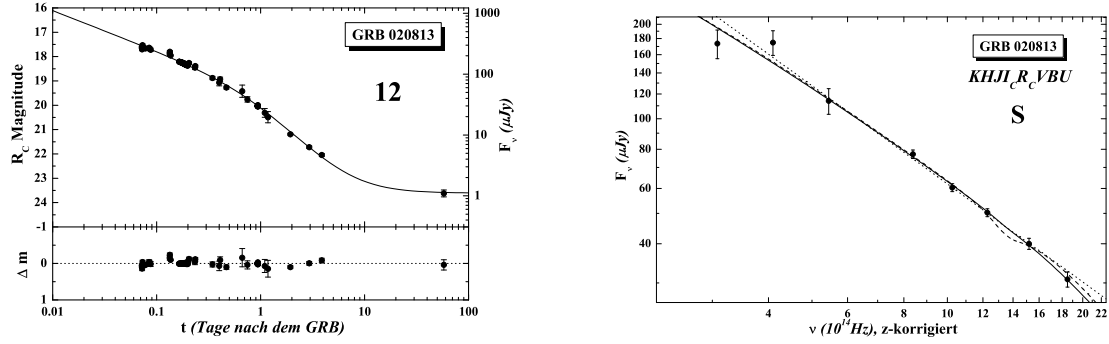
A.33 GRB 020813

Der Afterglow dieses hellen GRBs wurde gut beobachtet und zeigt einen glatten Verlauf mit einem weichen aber deutlich ausgeprägten *break* bei $t_b = 0.77$ Tagen. Die Rotverschiebung liegt bei $z = 1.25$ (Price et al., 2002a). Eine SN konnte wegen mangelnder Daten während des SN-Maximums nicht entdeckt werden.

Die SED ($UBVR_CI_CJHK$) zeigt fast keine Krümmung, was eine niedrige Extinktion für jede Staubsorte impliziert ($A_V = 0.12$ mag für bevorzugten SMC-Staub). Dies ist in Übereinstimmung mit Savaglio & Fall (2004), die mit hochauflösender Spektroskopie auf ein ähnliches Ergebnis kommen.

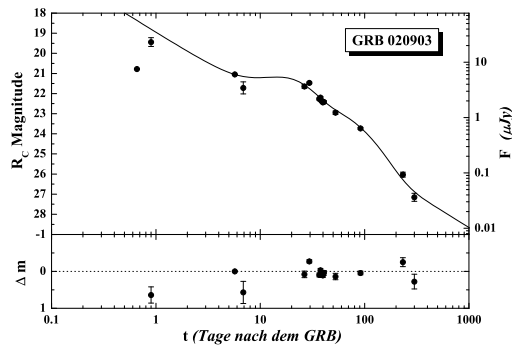
A.34 XRF 020903

Für diesen GRB werden ausschließlich die Daten aus der erst kürzlich veröffentlichten Publikation von Bersier et al. (2006) verwendet. Sie beinhaltet Daten, bei denen bereits die Muttergalaxie subtrahiert wurde und HST-Daten. Nur die R_C -Band Lichtkurve ist zu späten Zeiten gut belegt und zeigt einen Verlauf, der stark von einer unterliegenden SN beeinflusst wird, die auch spektroskopisch bestätigt werden konnte (Soderberg et al., 2005). Es sind nur sehr wenige frühe Daten vorhanden. Zwischen dem ersten ($t = 0.66$ Tage) und zweiten Datenpunkt ($t = 0.9$ Tage) zeigt sich ein Helligkeitsanstieg von 1.4 mag. Danach folgt ein Datenloch von 5 Tagen. Die darauffolgenden Datenpunkte werden schon so stark von der unterliegenden SN beeinflusst, dass sich ein genauer Verlauf

Abbildung 59. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 020813.

des Afterglows daraus nicht extrahieren lässt. Durch die Unwissenheit des Verlaufs des Afterglows, können auch die Eigenschaften der SN nicht genau bestimmt werden. Eine freie Kurvenanpassung unter Ausschluss der ersten beiden Datenpunkte, da diese offensichtlich einer Anomalie unterliegen, ergibt einen Helligkeitsabfall von $\alpha = 1.29$, $k = 0.63$ und $s = 0.9$, welches nicht mit den Ergebnissen aus Bersier et al. (2006) übereinstimmt. Da der Einfluss des Afterglow Lichts nicht genau bekannt ist, wurden auch Kurvenanpassungen mit fixierten Afterglow-Parametern durchgeführt. Es zeigte sich, dass sich je nach Annahme der Steigung und Helligkeit des Afterglows stark unterschiedliche k - und s -Werte ergaben. Die Spanne reichte von $k = 0.5 \dots 1$ und $s = 0.6 \dots 1.1$ mit nur leicht voneinander abweichenden χ^2 -Werten. Eine genaue Analyse der SN ist trotz der ausreichenden Anzahl später Datenpunkte daher nicht möglich.

Durch die geringe Anzahl der frühen Datenpunkte und einem unbekannten Verhalten des Afterglows ist eine Bestimmung der Extinktion über die SED nicht möglich. Es existieren bei $t \approx 0.6$ Tagen Beobachtungen in BR_{CI} zu etwa dem gleichen Zeitpunkt. Eine daraus konstruierte SED zeigt nur eine minimale Krümmung, was auf eine niedrige Extinktion in der Muttergalaxie schließen lässt, wenn von einem normalen Verhalten des Afterglows ausgegangen wird.

Abbildung 60. Die R_C -Band Lichtkurve von XRF 020903.

A.35 GRB 021004

Der Afterglow dieses GRBs wurde bereits 5.5 Minuten nach dem Trigger bei $R_C \approx 15.3$ mag entdeckt (Fox et al., 2003b). Bei einer Rotverschiebung von $z = 2.34$ (Møller et al., 2002) gehört dieser Afterglow zu einem der hellsten. Die Lichtkurve zeigt in allen Filtern ein anomales Verhalten, das nicht durch ein einfaches oder gebrochenes Potenzgesetz zu beschreiben ist. Es zeigen sich Aufhellungen und Plateau-Phasen sowie Helligkeitsabfälle mit unterschiedlichen Steigungen. Das frühe Verhalten lässt sich durch eine Überlagerung von Rückwärts-Schock und Vorwärts-Schock beschreiben (Kobayashi & Zhang, 2003). Die Schwankungen in der späten Afterglow-Lichtkurve können von Variationen in der Dichte des den GRB umgebenden Mediums (Lazzati et al., 2002; Nakar et al., 2003; Heyl & Perna, 2003) oder von Variationen in der Energie der Schockwelle selbst stammen (Nakar et al., 2003; Heyl & Perna, 2003; de Ugarte Postigo et al., 2005). Eine Schockwelle, welche durch das den GRB umgebende Medium abgebremst wird, kann durch nachfolgende Schockwellen wieder an Energie gewinnen (Rees & Mészáros, 1998). Eine weitere Erklärung ist eine nicht-uniforme Struktur des relativistischen Jets (Nakar et al., 2003; Kumar & Panaitescu, 2000).

Da es nicht die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist, Abweichungen in den Lichtkurven genau zu analysieren, sondern die Gesamtheit der GRBs statistisch zu beschreiben, wurde dieser GRB nicht in die statistische Analyse mit einbezogen, da er sich offensichtlich intrinsisch von den anderen GRBs unterscheidet (s. § 4.2.4). Es wurde zwar trotzdem der Vollständigkeit halber eine Kurvenanpassung durchgeführt, aber ein $\chi^2_{\text{d.o.f.}} > 20$ zeigt die starken Abweichungen von einem gebrochenen Potenzgesetz. Bei der Kurvenanpassung wurden die ersten Datenpunkte mit $t < 0.07$ Tagen weggelassen, da dort vermutlich der Rückwärts-Schock präsent ist, und es wurde $n = 10$ fixiert. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 aufgelistet.

Eine Analyse der SED liefert eine Bevorzugung von SMC-Staub und Ergebnisse, die nahezu identisch sind mit den Ergebnissen aus Fynbo et al. (2005) und mit Holland et al. (2003) übereinstimmen.

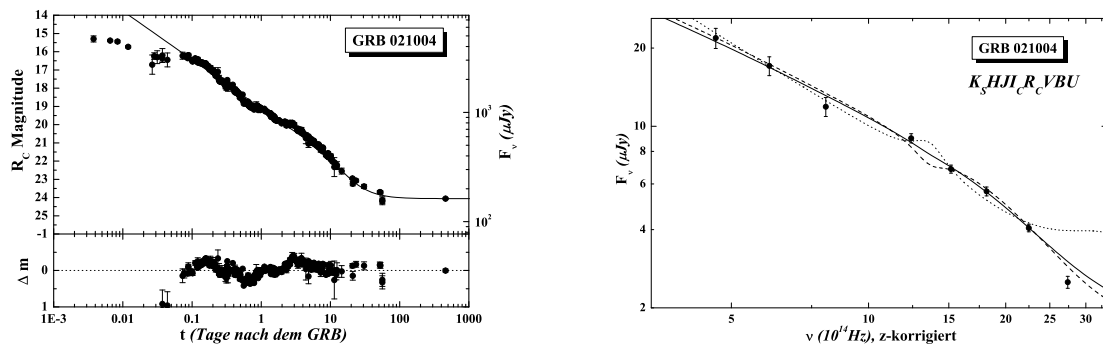


Abbildung 61. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 021004.

A.36 GRB 021211

Für diesen GRB gibt es ebenfalls sehr frühe Afterglow Datenpunkte und wie bei GRB 990123 zeigen sie Anzeichen für einen Rückwärts-Schock (Li et al., 2003; Fox et al., 2003a; Wei, 2003; Holland et al., 2004; Kumar & Granot, 2003). Die frühe Lichtkurve ist sehr gut mit Daten belegt und der Rückwärts-Schock geht nahtlos in den Vorwärts-Schock über. Das Ergebnis der Kurvenanpassung hängt daher sensitiv von der Auswahl der Daten ab. In der vorliegenden Arbeit werden nur Daten mit $t > 0.014$ Tagen verwendet, um einen möglichen Einfluss des Rückwärts-Schocks auszuschließen. Mit diesen Daten lässt sich ein sehr früher *break* bei $t_b = 0.11 \pm 0.09$ Tagen in der Lichtkurve finden. Die Differenz des Helligkeitsabfalls $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = 0.26 \pm 0.11$ ist sehr gering. Sie ist nahe an der Differenz, die von der Passage eines *cooling breaks* erwartet wird (Panaitescu & Kumar, 2001a). Zusätzlich werden von Nysewander et al. (2005) chromatische Änderungen in dem Afterglow Licht um diesen Zeitpunkt gefunden. Diese Fakten und dass es zwischen dem ersten und zehnten Tag keine Beobachtungsdaten gibt, deutet darauf hin, dass dieser gefundene *break* wahrscheinlich ein *cooling break* ist, während der *Jet-break* vermutlich zwischen dem ersten und zehnten Tag stattgefunden haben muss.

In der späten R_C -Band Lichtkurve sind auch schwache Anzeichen einer SN zu sehen. Diese Anzeichen wurden spektroskopisch bestätigt (Della Valle et al., 2003a). Diese GRB-SN ist eine der am weitesten entfernten GRB-SNe, die eine spektroskopische Bestätigung hat ($z=1.004$, Della Valle et al., 2003b). Diese SN ist in etwa nur halb so hell wie SN 1998bw, falls keine signifikante Extinktion in der Muttergalaxie vorherrscht. Eine Analyse der SED ($BVR_CI_CJHK_S$) konnte dies aber nicht bestätigen. Es werden für alle Extinktionsmodelle leicht negative Extinktionswerte gefunden. Fox et al. (2003a) finden allerdings Extinktionswerte von bis zu $A_V = 0.64$ mag indem sie $\beta = 1$ fixieren. Sie verwenden dabei frühe Daten. Dies könnte ein weiterer Hinweis auf eine chromatische Änderung sein (siehe Nysewander et al., 2005). Holland et al. (2004) finden allerdings ebenfalls nur ein oberes Limit für die Extinktion in der Muttergalaxie von $A_V \leq 0.08$ mag, in Übereinstimmung mit dem Ergebnis in dieser Arbeit.

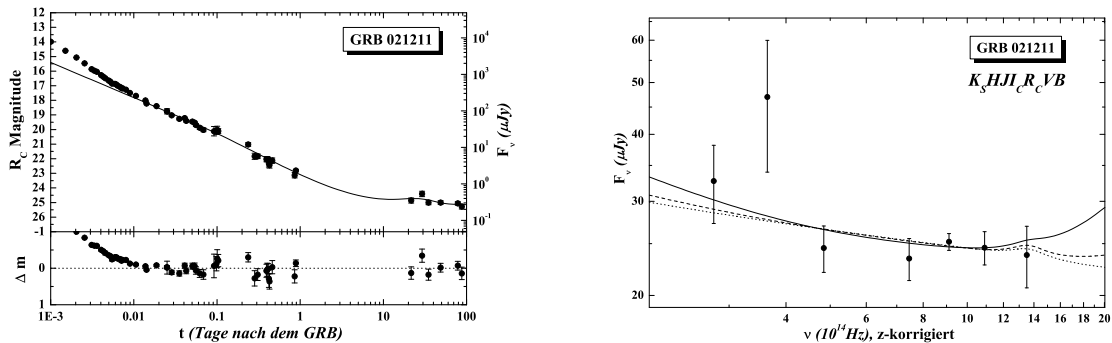


Abbildung 62. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 021211.

A.37 GRB 030226

Die Lichtkurve dieses GRBs ist gut belegt und zeigt einen weichen *break* ($n = 0.91$) bei etwa einem Tag. Es wurden hauptsächlich Daten aus Klose et al. (2004) und Pandey et al. (2004) zuzüglich einiger weniger GCN Datenpunkte verwendet. Diese Daten zeigen Helligkeitsschwankungen um den theoretischen Verlauf der Lichtkurve. Sie scheinen achromatisch zu sein (Klose et al., 2004). Da die Helligkeit der Muttergalaxie unbekannt ist, wurde sie auf $R_C = 27.1$ mag fixiert. Die SED (BVR_CI_CJHK) zeigt kaum Anzeichen einer Extinktion ($A_V = 0.06 \pm 0.06$ mag) für SMC-Staub. MW und LMC liefern negative Extinktion. Dies ist gegensätzlich zu Pandey et al. (2004), die β fixieren und daher eine höhere Extinktion finden.

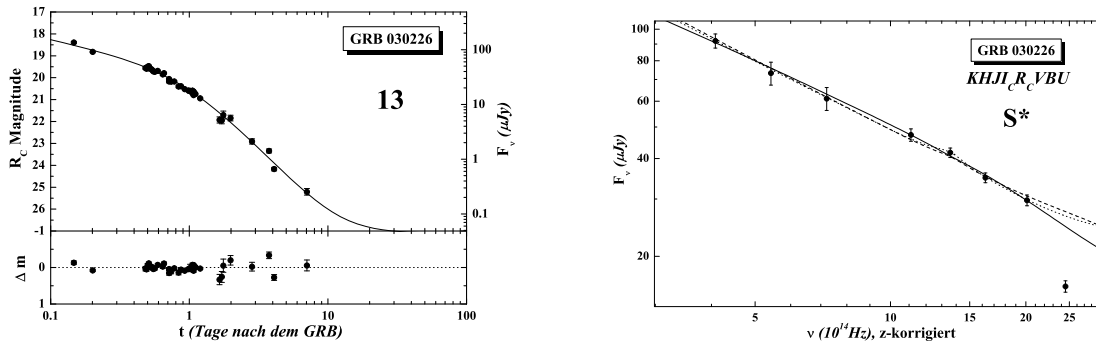


Abbildung 63. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030226.

A.38 GRB 030227

Für diesen GRB gibt es kaum Afterglow-Datenpunkte. Die wenigen vorhandenen Daten wurden fast ausschließlich aus Castro-Tirado et al. (2003) entnommen. Der Afterglow ist nicht sehr hell, $R_C \approx 22.5$ mag nach einem Tag, bei einer Rotverschiebung von $z = 1.39$ (Watson et al., 2003). Es gibt keine Daten für $t > 2$ Tage und davor ist kein *break* in der Lichtkurve zu sehen. Die Muttergalaxie wurde auf $R_C = 25$ mag fixiert. Aus der SED ($BR_C HK$) lassen sich wegen der wenigen Daten nur sehr ungenaue Ergebnisse ableiten. Allerdings ist sie sehr steil; ein Hinweis für eine hohe Extinktion.

A.39 GRB 030323

Die Lichtkurve im R_C -Band hat relativ viele Datenpunkte, allerdings abwechselnd in Regionen mit hoher Datendichte und keinen Beobachtungen. In den Regionen mit hoher Datendichte zeigen sich kurzzeitige Fluktuationen in der Helligkeit. Bei $t \approx 5$ Tagen brechen die Beobachtungen vermutlich wegen des Auftretens von GRB 030329 plötzlich ab. Lediglich ein einzelner Datenpunkt bei $t = 10$ Tagen im R_C -Band und eine späte HST-Beobachtung der Muttergalaxie deuten einen späten *break* ($t_b = 6.7$ Tage) an. Eine freie Kurvenanpassung ergibt $\alpha_2 = 2.7$, allerdings mit einem sehr großen Fehler. Bei einer zweiten Iteration wurde der Wert von $\alpha_2 = 2.7$ fixiert, um sinnvolle Fehler für die anderen Parameter zu erhalten.

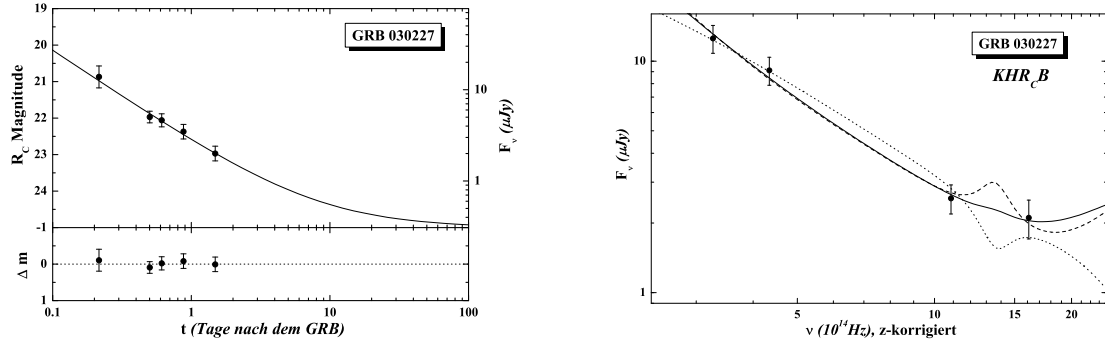


Abbildung 64. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030227.

Eine freie Kurvenanpassung der SED ($R_C I_C J H K$, BV konnte nicht benutzt werden, wegen der hohen Rotverschiebung von $z = 3.37$ und Lyman α Absorption) liefert ausschließlich negative Extinktionswerte. Allerdings ist die SED auch stark gestreut. Vreeswijk et al. (2004) analysieren die SED zu verschiedenen Zeiten nach dem GRB und fixieren $\beta = 0.28$, welches sie aus α - β -Relationen ableiten. Sie verwenden den identischen Datensatz, wie in der vorliegenden Arbeit. Sie finden $A_V = 0.5$ mag, $A_V = 0.25$ mag und $A_V = 0.16$ mag für MW-, LMC- und SMC-Staub. Wird $\beta = 0.28$ in der vorliegenden Arbeit verwendet, ergibt sich entsprechend $A_V = 0.70$ mag, $A_V = 0.41$ mag und $A_V = 0.26$ mag.

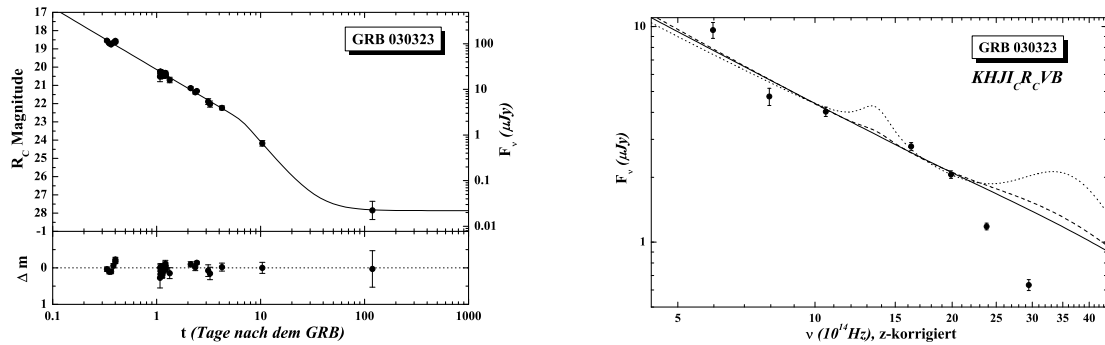


Abbildung 65. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030323.

A.40 GRB 030328

Die Datenpunkte des Afterglows dieses GRBs wurden fast ausschließlich aus Maiorano et al. (2006) entnommen, zuzüglich einiger wenigen GCN-Datenpunkte und der späten Beobachtung der Muttergalaxie bei etwa 360 Tagen nach dem GRB (Gorosabel et al., 2005b). Bis auf die letzten zwei Datenpunkte existieren ausschließlich Daten mit $t < 1.6$ Tagen. Das Interesse an diesen GRB riss durch das Auftreten von GRB 030329 ab. Trotzdem ist die Lichtkurve im R_C -Band erstaunlich vollständig. Es zeigt sich ein weicher ($n = 3.2$) *break* bei $t = 0.29$ Tagen und ein gut bestimmtes α_1 und α_2 . Eine

Analyse der SED ($UBVR_CI_C$) ergibt vernachlässigbare Extinktionswerte für MW- und LMC- und eine geringe Extinktion von $A_V = 0.05$ mag für SMC-Staub. SMC-Staub ist leicht bevorzugt, ergibt aber auch ein niedriges $\beta = 0.36$.

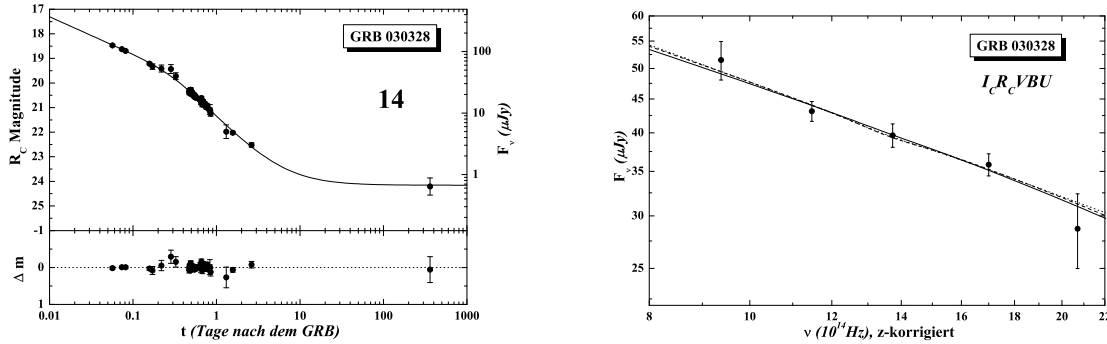


Abbildung 66. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030328.

A.41 GRB 030329

Der Afterglow wurde 67 Minuten nach dem GRB entdeckt (Sato et al., 2003). Zu diesem Zeitpunkt hatte er eine Helligkeit von $R_C = 12.4$ mag und gehörte somit zu den hellsten Afterglows, die je entdeckt wurden. Selbst nach einem Tag hatte der Afterglow noch eine Helligkeit von $R_C = 16$ mag. Es folgte eine der intensivsten Beobachtungen eines Afterglows, an der sich auch unzählige Amateurastronomen beteiligten. In der vorliegenden Arbeit wurden nahezu 3000 Datenpunkte allein im R_C -Band verwendet. Die enorme Helligkeit liegt an der niedrigen Rotverschiebung von $z = 0.165$ (Greiner et al., 2003b). Die absolute Helligkeit des Afterglows ist aber lediglich durchschnittlich (Kann et al., 2006). Durch die geringe Distanz des GRBs lässt sich deutlich der Einfluss einer unterliegenden SN erkennen. Deren Lichtkurvenverlauf wurde von Zeh et al. (2003a) vorausgesagt und zeigte sich schließlich anhand Farbveränderungen in bereitgestellten Daten von Arne Henden (Zeh et al., 2003b). Später wurde die unterliegende SN zum ersten Mal wieder seit GRB 980425 spektroskopisch bestätigt⁸ (z.B., Hjorth et al., 2003b).

Der Afterglow dieses GRBs zeigt, ähnlich wie bei GRB 021004, starke Abweichungen von dem theoretischen Verlauf (Uemura et al., 2003). Er unterscheidet sich somit sehr von den anderen analysierten GRB-Afterglows (s. § 4.2.4 und Abb. 67). Daher erweist sich die Untersuchung des Afterglows und der Parameter der SN als äußerst schwierig. Die Ursachen für die Unterschiede zu den anderen Afterglows sind nicht genau bekannt. Erklärungen reichen von einfachen Annahmen, dass die ausfließende Materie in ein inhomogenes Medium hineinströmt, oder selbst inhomogen ist, bis hin zu so genannten *refreshed shocks* (Rees & Mészáros, 1998). Keines der Modelle kann alle Eigenschaften erklären. Die Eigenheiten der Afterglow-Lichtkurve wurden bereits von Lipkin et al. (2004) diskutiert. Da es nicht die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist,

⁸Die spektroskopischen Bestätigungen der unterliegenden SNe von XRF 020903 und GRB 021211 wurden erst später publiziert.

die Abweichungen eines einzelnen Afterglows zu analysieren, sondern die Eigenschaften aller Afterglows statistisch zu erfassen, wurde die Kurvenanpassung wie bei allen anderen Afterglows durchgeführt. Die Helligkeitsschwankungen wurden dabei ausgemittelt, aber die Kurvenanpassung ergab ein extrem hohes χ^2/dof von weit über 20. Bei der Kurvenanpassung wurde der Parameter n auf 10 fixiert. Damit ließen sich die Afterglow-Parameter $\alpha_1 = 1.10$, $\alpha_2 = 2.32$ und $t_b = 5.27$ extrahieren. Diese Werte sind nicht realistisch, da der eigentlich Jet-break bereits bei ca. 0.5 Tagen stattgefunden hat (z.B., Uemura et al., 2003). Die gefundenen Werte hängen auch sehr stark von der Wahl des Parameters n ab. Aus diesen Gründen wurde dieser Afterglow nicht in die weiterführende Analyse in Kapitel 4 aufgenommen.

Wenn nur gewisse Teile der Lichtkurve des Afterglows betrachtet werden, stellt sich heraus, dass sie sehr gut mit einem gebrochenen Potenzgesetz (Gl. 39) angepasst werden können. Deshalb wurden zwei zusätzliche Kurvenanpassungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Tabelle 1 aufgeführt sind. Bei der einen Kurvenanpassung wurden nur Daten vor $t = 0.55$ Tagen verwendet, also vor der Zeit des wahrscheinlichen Jet-breaks (z.B., Uemura et al., 2003). Diese Daten müssten dann den *cooling break* beinhalten (Sato et al., 2003). Die zweite Kurvenanpassung wurde mit den Daten zwischen 0.28 Tagen und 1 Tag (dem Beginn der Fluktuationen) durchgeführt und müssten somit den Jet-break einschließen. Im ersten Fall konnte kein Wert für den Parameter n gefunden werden. Aber anhand der enormen Datendichte ergab sich, dass die Änderung im Helligkeitsabfall sehr abrupt erfolgt sein musste. Daher wurde der Wert $n = 100$ fixiert. Die Änderung lag mit $\Delta\alpha = 0.33 \pm 0.01$ knapp über dem theoretisch vorhergesagten Wert des *cooling breaks* (Panaitescu & Kumar, 2001b). Im zweiten Fall konnte der Parameter n frei gelassen werden. Die Kurvenanpassung ergab $n = 7.54 \pm 1.47$, $\alpha_1 = 1.17 \pm 0.01$, $\alpha_2 = 2.21 \pm 0.07$ und $t_b/(1+z) = 0.58 \pm 0.01$ Tage für den Jet-break. Diese Werte passen sehr gut in den Kontext der 16 ausgewählten Afterglows in § 4 und sind nicht außergewöhnlich (s. Abb. 9, 10 und 12). Die Werte von α_1 und α_2 liegen in Abb. 13 ziemlich genau auf der theoretischen Linie, die das Wind/ISM-Modell mit $\nu > \nu_c$ beschreibt. Da die *cooling frequency* ν_c den optischen Frequenzbereich vor dem Jet-break bereits passiert hat und nun bei längeren Wellenlängen liegt, deutet dies an, dass eine Evolution von hohen zu niedrigen Frequenzen stattgefunden hat und somit ein Wind-Modell vorliegen muss (Chevalier & Li, 2000).

Die SED dieses Afterglows wurde auf eine alternative Weise im Vergleich zu den anderen SEDs bestimmt. Die Fluktuationen beginnen etwa einen Tag nach dem GRB und sind für mehrere Tage achromatisch. Die hohe Datenqualität ermöglicht es die Lichtkurven in den unterschiedlichen Filtern aufeinander zu schieben. Aus der Höhe der Verschiebung lässt sich schließlich die SED konstruieren. Dabei wurden konservative Fehler angenommen. Diese Methode ist unabhängig von der Kurvenanpassung der Lichtkurven. Die Ergebnisse sind $A_V = 0.54 \pm 0.22$ mag und $\beta = 0.30 \pm 0.22$ und sind innerhalb des Fehlerbereiches vergleichbar mit den Ergebnissen aus Bloom et al. (2004).

A.42 GRB 030418

Der Afterglow dieses GRBs wurde bereits wenige Minuten nach dem Trigger von ROTSE-III entdeckt. In den ersten Minuten zeigt sich ein anomales Verhalten, wel-

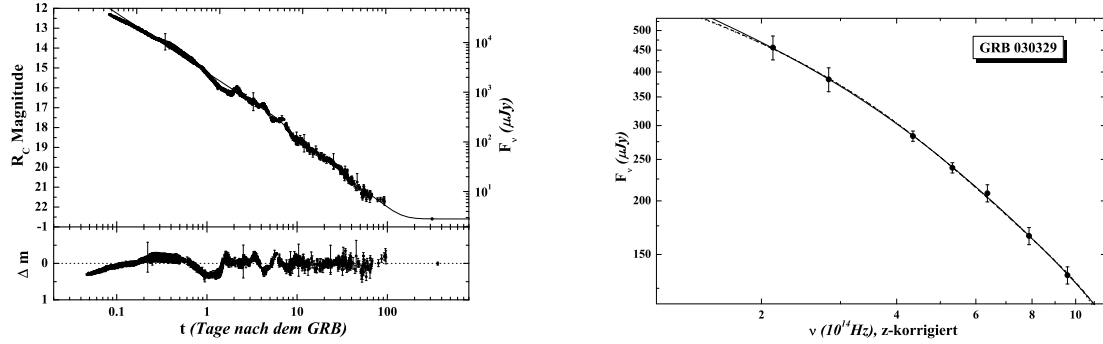


Abbildung 67. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030329.

ches nach Rykoff et al. (2004) durch einen Vorwärts-Schock, der sich in ein dichtes, stark extinktiertes, von einem Sternwind geprägtes äußeres Medium hinein bewegt, verursacht wird. Dabei wird auch das Ausbleiben eines Rückwärts-Schocks diskutiert. Da keine Farbinformation vorliegt, kann diese Theorie weder nachgeprüft noch widerlegt werden. Es existieren nur wenige Nachfolgebeobachtungen und bis zur Abgabe der vorliegenden Arbeit wurde noch keine Muttergalaxie detektiert. Die Rotverschiebung ist unbekannt.

Die R_C -Band Lichtkurve diente als Referenz, wobei die frühen ROTSE-Datenpunkte nicht verwendet wurden. Die Helligkeit der Muttergalaxie wurde auf $R_C = 27$ mag fixiert. Es zeigt sich ein break bei $t \approx 1.5$ Tagen. Allerdings existieren um diese Zeit keine Datenpunkte und α_2 wird nur durch zwei Datenpunkte aus GCNs bestimmt. Daher und wegen der Unbestimmtheit der Muttergalaxie sind diese Werte nur sehr ungenau.

Es gibt nur noch je eine weitere V -Band und I_C -Band Beobachtung. Daher ist die SED nicht genau bestimmbar und es lässt sich daraus keine Information über die Extinktion in der Muttergalaxie gewinnen.

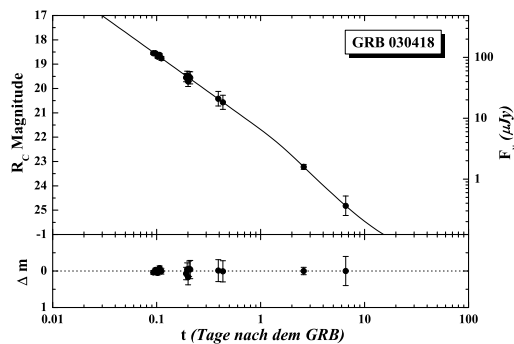


Abbildung 68. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 030418.

A.43 GRB 030429

Der Afterglow dieses schwachen GRBs wurde 0.15 Tage nach dem Trigger bei $R_C = 19.3$ mag entdeckt und ist mit einer Rotverschiebung von $z = 2.66$ durchschnittlich hell

(Jakobsson et al., 2004a). Es konnte noch keine Muttergalaxie bis zu einer Helligkeit von $R_C \leq 26.2$ mag entdeckt werden.

Die R_C -Band Lichtkurve ist am besten belegt und scheint in den ersten vier Datenpunkten bis ca. $t = 0.2$ Tagen eine Plateau-Phase zu zeigen. Dies ist auch in Übereinstimmung mit den Grenzhelligkeiten der ersten ROTSE-III Beobachtungen etwa eine Stunde vor der Entdeckung des Afterglows (Smith, 2003). In diesen Aufnahmen wurde kein Afterglow gefunden, obwohl nach Extrapolation des Helligkeitsabfalls mit $\alpha_1 = 0.97$ ein Afterglow hätte gefunden werden sollen. Nach einem *break* bei $t_b = 2.61$ Tagen zeigt sich ein sehr steiler Helligkeitsabfall mit $\alpha_2 = 3.01$.

Die SED ($VR_C I_C JHK_S$, B ist ausgeschlossen wegen Lyman α Absorption) zeigt eine starke Krümmung. SMC Staub ist bevorzugt und ergibt eine Extinktion von $A_V = 0.4 \pm 0.1$ mag.

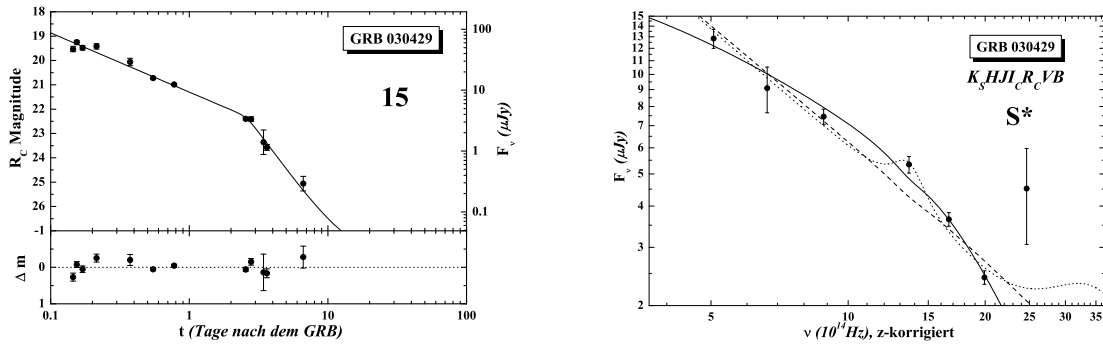


Abbildung 69. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030429.

A.44 GRB 030528

Dieser GRB liegt hinter einem Gebiet mit sehr hoher galaktischer Extinktion ($E(B - V) = 0.646$ mag). Daher wurde der Afterglow nur im NIR entdeckt. Die Rotverschiebung liegt bei $z = 0.782$ (Rau et al., 2005). In allen Bändern sind nur sehr wenige Daten vorhanden. Die K -Band Lichtkurve ist dabei noch am besten belegt. Allerdings werden alle Datenpunkte stark von der Helligkeit der Muttergalaxie beeinflusst und die Afterglow-Parameter lassen sich nur schwer extrahieren. Ein *break* konnte nicht gefunden werden. Die Extinktion in der Muttergalaxie konnte aus der SED nicht bestimmt werden, da zu wenige Daten vorhanden sind. Allerdings scheint die SED sehr steil zu sein ($\beta \approx 5$), was auf eine hohe Extinktion schließen lässt.

A.45 XRF 030723

Die frühen Datenpunkte dieses Afterglows zeigen ein Plateau-Phase. Diese Datenpunkte werden bei der Kurvenanpassung weggelassen. Die Kurvenanpassung startet bei $t = 0.86$ Tagen nach dem XRF. Bei etwa $t = 1.57$ Tagen zeigt sich ein *break* in der Lichtkurve. Während α_2 sehr gut bestimmbar ist, sind die pre-*break* Daten unzulänglich um α_1 genau zu bestimmen. Wegen der frühen Plateau-Phase wurde daher das

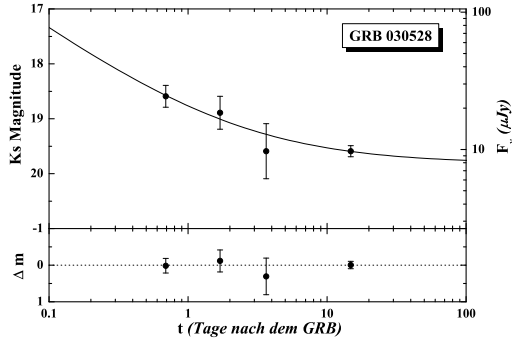


Abbildung 70. Die K_S -Band Lichtkurve von GRB 030528.

Ergebnis der Kurvenanpassung $\alpha_1 = 0.88$ als oberer Grenzwert angenommen, ebenso wie der Wert für t_b . Die Daten bei $t > 8$ Tagen zeigen ebenfalls ein anomales Verhalten. Die Lichtkurve flacht ab und steigt dann plötzlich innerhalb von drei Tagen um 1 mag an. Sie erreicht etwa bei $t = 15$ Tagen ein Maximum und fällt dann danach wieder ab. Die Versuche eine SN in diese Aufhellung der Lichtkurve zu legen, liefern unzureichende Ergebnisse, wie $\alpha_2 > 4$ mit einem $\chi^2_{dof} > 8$. Wird diese Aufhellung durch eine SN verursacht, hat sie andere Eigenschaften als SN 1998bw, nämlich einen signifikant steileren Helligkeitsanstieg. Die genauen Eigenschaften lassen sich aber nicht herausfinden, da die Rotverschiebung unbekannt ist. Nach Fynbo et al. (2004) liegt sie zwischen $0.3 < z < 1$. Ebenso konnte bis jetzt die Helligkeit der Muttergalaxie noch nicht bestimmt werden. Sie wurde daher auf $R_C = 27$ mag fixiert. Es wurden verschiedene Rotverschiebungsannahmen gemacht, die in diesem Bereich liegen, um eine Kurvenanpassung mit SN und den Daten mit $t > 8$ Tagen durchzuführen. Wäre diese Aufhellung eine SN mit der gleichen Helligkeit wie SN 1998bw, wäre die wahrscheinlichste Rotverschiebung $z = 0.78$, ohne die Extinktion in der Muttergalaxie in Betracht zu ziehen. Da all diese Annahmen sehr ungenau sind und es noch andere Erklärungsversuche für diese Aufhellung gibt, wie eine weitere Komponente im Jet (Huang et al., 2004), wurden die Datenpunkte mit $t > 8$ Tagen bei der Kurvenanpassung weggelassen.

Die SED ($UBVR_CiJ_SHK_S$) ergibt eine mittlere Extinktion $A_V = 0.28 \pm 0.24$ mag für SMC-Staub, bei einer Rotverschiebungsannahme von $z = 0.35$. Dies stimmt mit dem Ergebnis von Fynbo et al. (2004) überein; $A_V \leq 0.5$ mag für SMC-Staub und $z = 0.3$. Eine genauere Bestimmung der Rotverschiebung über die SED lässt sich nicht durchführen, da der 2175 Å-Exzess in diesem Rotverschiebungsbereich nicht präsent ist. Andere Rotverschiebungsannahmen liefern nur leicht andere Ergebnisse.

A.46 GRB 030725

Für diesen GRB gibt es nur spärliche Afterglow-Daten. Zwischen 0.3 und 0.5 Tagen sind drei Datenpunkte vorhanden, dann folgt eine Datenlücke bis zum Zeitpunkt von 4.5 Tagen. Der unterschiedliche Helligkeitsabfall der darauffolgenden Daten deutet an, dass ein *break* stattgefunden haben muss. Durch diese Datenlücke sind α_1 und t_b nicht sehr genau bestimmbar. Die letzten beiden Datenpunkte bei 13.8 und 14.8 Tagen zeigen eine deutliche Aufhellung der Lichtkurve. Dies könnte eine Ursache für eine unterliegende SN sein (Pugliese et al., 2005). Allerdings gibt es keine nachfolgenden Beobachtungen

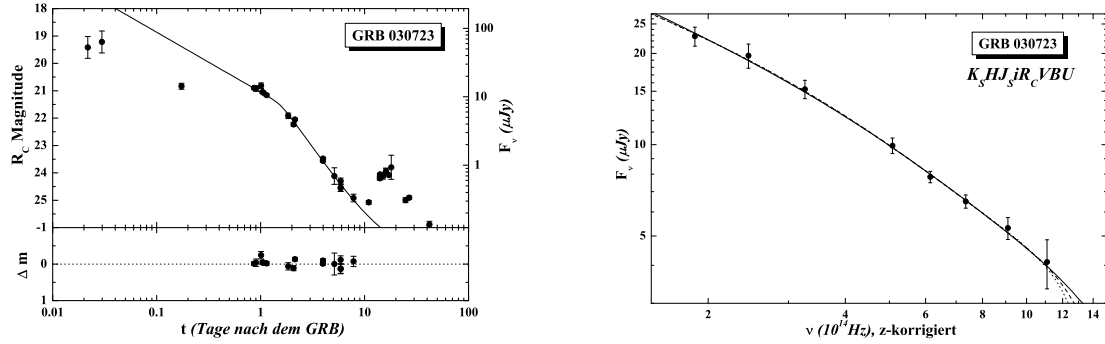


Abbildung 71. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 030723.

mehr. Ebenso wenig sind weder die Rotverschiebung noch die Helligkeit der Muttergalaxie bekannt (sie wurde auf $R_C = 25$ mag fixiert). Daher kann diese Theorie nicht nachgeprüft werden. Die Einfügung einer SN ergibt, wie schon von Pugliese et al. (2005) erwähnt, bei unterschiedlichen Annahmen der Rotverschiebung keine Verbesserung der Kurvenanpassung. Daher wurde keine SN bei der Kurvenanpassung angenommen. Eine Bestimmung der Extinktion durch die SED konnte wegen mangelnder Daten in den anderen photometrischen Bändern nicht durchgeführt werden.

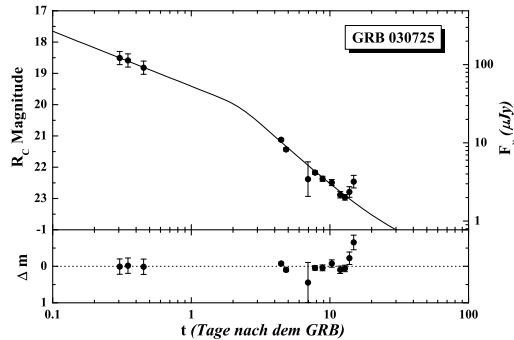


Abbildung 72. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 030725.

A.47 GRB 031203

Dieser GRB trat bei geringen galaktischen Breiten auf. Daher schwanken die Angaben über die galaktische Extinktion sehr stark. Nach Schlegel et al. (1998) ist $E(B - V) = 1.17$. Allerdings geben unabhängige Analysen an, dass die Werte aus Schlegel et al. (1998) bei geringen galaktischen Breiten überschätzt werden. In dieser Arbeit wurde daher der Wert von $E(B - V) = 0.78$ aus Cobb et al. (2004) übernommen. Nachfolgebeobachtungen zeigen fast keine Anzeichen eines optischen Afterglows. Lediglich im Röntgenband wird ein Afterglow mit einem Helligkeitsabfall von $\alpha = 0.55 \pm 0.05$ gefunden (Watson et al., 2004). Optische Beobachtungen offenbaren eine verhältnismäßig helle Galaxie bei einer Rotverschiebung von $z = 0.11$ (Prochaska et al., 2004). In der späten Lichtkurve treten Anzeichen einer unterliegenden SN auf. Sie konnte photometrisch wie spektroskopisch nachgewiesen werden (z.B. Thomsen et al.,

2004; Malesani et al., 2004). Dieser GRB hat somit ähnliche Eigenschaften wie GRB 980425; ein relativ schwacher Gammastrahlen-Ausbruch, ein nahezu nicht vorhandener Afterglow und eine relativ helle SN.

Die Kurvenanpassung ist recht kompliziert, da die Muttergalaxie sehr hell und der Afterglow sehr schwach ist. Lediglich im J -Band lässt sich in den ersten Datenpunkten ein leichter Helligkeitsabfall erkennen. Daher wurde das J -Band als Referenzkurve gewählt, obwohl im I_C -Band mehr Datenpunkte vorhanden sind. Der gefundene Helligkeitsabfall von $\alpha = 0.69 \pm 0.50$ stimmt mit dem Wert der aus den Röntgendaten bestimmt wurde überein.

Die Helligkeit der SN schwankt sehr stark je nach Annahme von $E(B - V)$ zwischen $k = 0.67 \pm 0.17$ für $E(B - V) = 0.78$ mag und $k = 1.65 \pm 0.41$ für $E(B - V) = 1.17$ mag im R_C -Band. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der hohe $E(B - V)$ -Wert aus Schlegel et al. (1998) tatsächlich überschätzt wurde.

Eine SED lässt sich trotz der vielen Daten aus verschiedenen photometrischen Bändern, der mangelnden Präsenz des Afterglows und der Unstimmigkeiten bei der galaktischen Extinktion nicht extrahieren. Allerdings konnten Mazzali et al. (2006) ein gesamt $E(B - V) = 1.07$ mag bestimmen, welches die galaktische Extinktion und die Extinktion in der Muttergalaxie beinhaltet. Wird dieser Wert verwendet, ergibt sich $k = 1.32 \pm 0.34$ im R_C -Band.

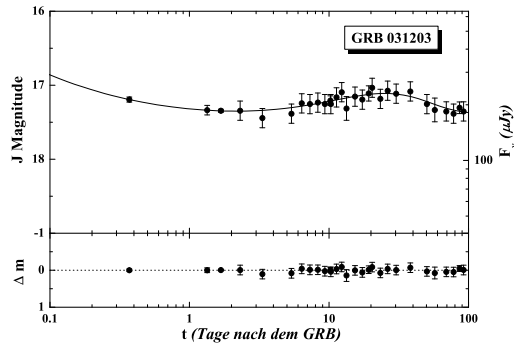


Abbildung 73. Die J -Band Lichtkurve von GRB 031203.

A.48 GRB 040106

Für diesen GRB existieren nur drei Afterglow-Beobachtungen im R_C -Band. Die Lichtkurve zeigt weder Anzeichen eines *breaks* noch einer SN. Die Muttergalaxie wurde bei der Kurvenanpassung auf $R_C = 28$ mag fixiert.

A.49 GRB 040827

Der steile Helligkeitsabfall ($\alpha = 2.12 \pm 0.51$) in der Afterglow-Lichtkurve dieses GRBs deutet darauf hin, dass es sich vermutlich bereits um einen post-*break* Helligkeitsabfall (α_2) handeln könnte. Allerdings sind nur im K_S -Band genügend Daten vorhanden, um eine Kurvenanpassung durchführen zu können. Daher, und wegen des schwachen Afterglows und der hellen Muttergalaxie, lassen sich keine genauen Schlüsse ziehen, da die Fehler sehr groß sind.

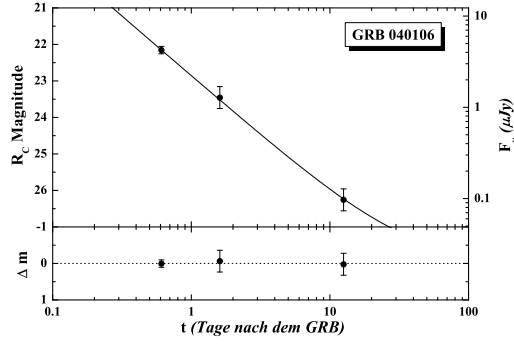


Abbildung 74. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 040106.

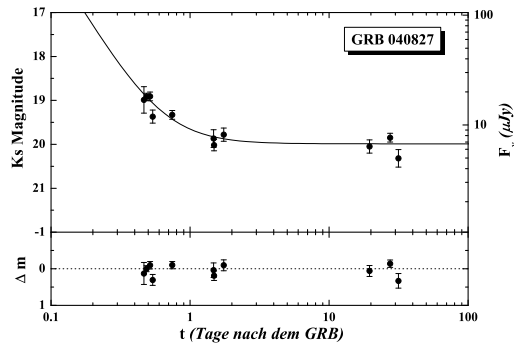


Abbildung 75. Die K_S -Band Lichtkurve von GRB 040827.

A.50 GRB 040916

Zu diesem GRB wurden bisher auch nur sehr wenige Daten veröffentlicht. Diese wenigen Daten offenbaren keinen *break* in der Lichtkurve. Die Muttergalaxie wurde auf $R_C = 30$ mag fixiert.

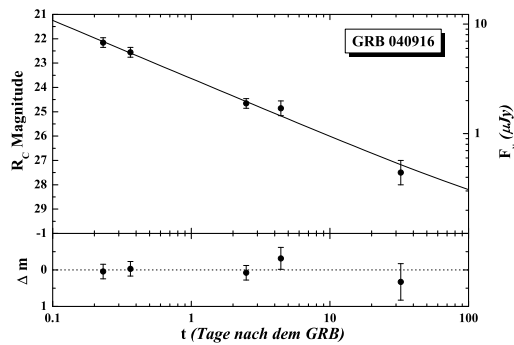


Abbildung 76. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 040916.

A.51 GRB 040924

Viele Afterglow-Datenpunkte zu diesem GRB sind noch unveröffentlichten Daten, welche aus Wiersema et al. (2006, in Vorbereitung) entnommen wurden. Wird der erste Datenpunkt aus Fox (2004) für die Kurvenanpassung mit verwendet, lässt sich sehr gut eine gebrochene Potenzfunktion in die R_C -Band Lichtkurve mit einem bei

$t_b = 0.024 \pm 0.005$ Tagen sehr frühen *break* anpassen. Mit einem $\alpha_1 = 0.47 \pm 0.18$ und $\alpha_2 = 1.14 \pm 0.03$ sind die pre- und post-*break* Helligkeitsabfälle nicht sehr verschieden, und der pre-*break* Helligkeitsabfall hat einen sehr niedrigen Wert, der aber dennoch im Rahmen für einen gewöhnlichen Jet-*break* liegt. Huang et al. (2005) dagegen finden $\alpha_1 = 0.7$ und $\alpha_2 = 1.06 \pm 0.03$ mit einem wesentlichen geringeren Datensatz. Sie argumentieren, dass es sich wegen des geringen Unterschieds vermutlich um einen *cooling break* handeln muss. Wird der erste Datenpunkt weggelassen, kann die Lichtkurve gut mit einem einfachen Potenzgesetz mit $\alpha = 1.09 \pm 0.02$ beschrieben werden. Im I_C -Band sieht man einen deutlichen Exzess an Licht bei etwa 29 Tagen. Dieser Exzess beruht allerdings nur auf einem einzigen Datenpunkt und es liegen sonst nur weitere drei Datenpunkte in diesem Band vor. Es liegt die Vermutung nahe, dass es sich dabei um eine unterliegende SN handeln könnte, da die Rotverschiebung nicht sehr hoch ist ($z = 0.857$, Wiersema et al. 2006, in Vorbereitung). Eine Kurvenanpassung ergibt eine unterliegende SN, die etwa halb so hell ist wie SN 1998bw ($k = 0.55$). Allerdings sind die Fehler sehr groß. Im R_C -Band gibt es um diese Zeit ebenfalls eine Beobachtung. Es zeichnet sich aber kein deutlicher Helligkeitsexzess ab. Eine Kurvenanpassung ergibt lediglich $k = 0.13 \pm 0.4$. Diese SN wäre demnach sehr leuchtschwach. Ob eine hohe Extinktion in der Muttergalaxie vorliegt, kann leider nicht genau analysiert werden, da bis jetzt zu wenige Datenpunkte in anderen photometrischen Bändern veröffentlicht wurden.

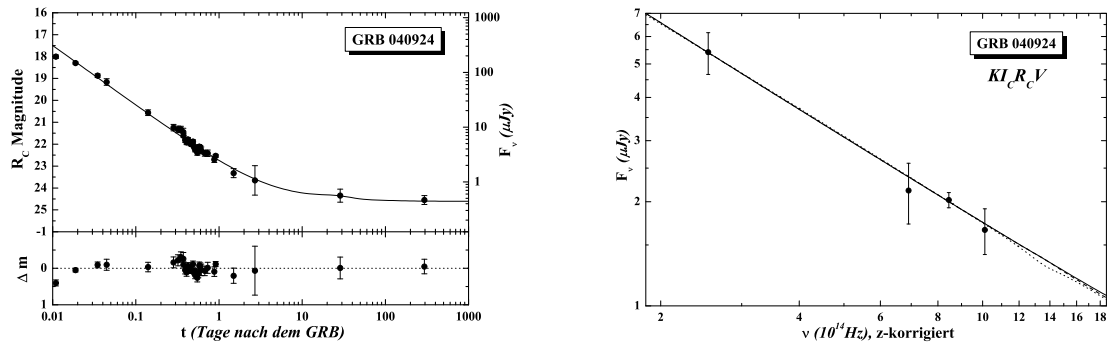


Abbildung 77. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 040924.

A.52 GRB 041006

Die R_C -Band und I_C -Band Lichtkurven dieses Afterglows zeigen deutlich die Anzeichen für eine unterliegende SN. Im R_C -Band wurde dieser Afterglow dazu noch sehr detailliert beobachtet. Da die photometrische Kalibration der ersten Beobachtung des optischen Afterglows (Maeno et al., 2004) unsicher ist, wurde der Datenpunkt bei der Kurvenanpassung nicht verwendet. Die Kurvenanpassung ergibt einen weichen ($n = 4.9$) *break* bei $t = 0.23$ Tagen. Die unterliegende SN besitzt ca. 90% der Leuchtkraft von SN 1998bw im R_C -Band ohne Berücksichtigung der Extinktion in der Muttergalaxie. Im I_C -Band ist diese etwas leuchtschwächer. Allerdings wurden noch keine späten Beobachtungen zur Muttergalaxie veröffentlicht. Die Helligkeit der Mut-

tergalaxie ist damit unbekannt und bringt somit eine zusätzliche Unsicherheit in die Kurvenanpassung. Eine freie Kurvenanpassung ergibt $m_h = 28.4$ mag im R_C -Band.

Die SED (BVR_CI_CH) lässt auf eine geringe Extinktion schließen ($A_V = 0.14 \pm 0.28$ mag, für LMC-Staub). Die Bevorzugung einer bestimmten Staubsorte lässt sich nicht erkennen.

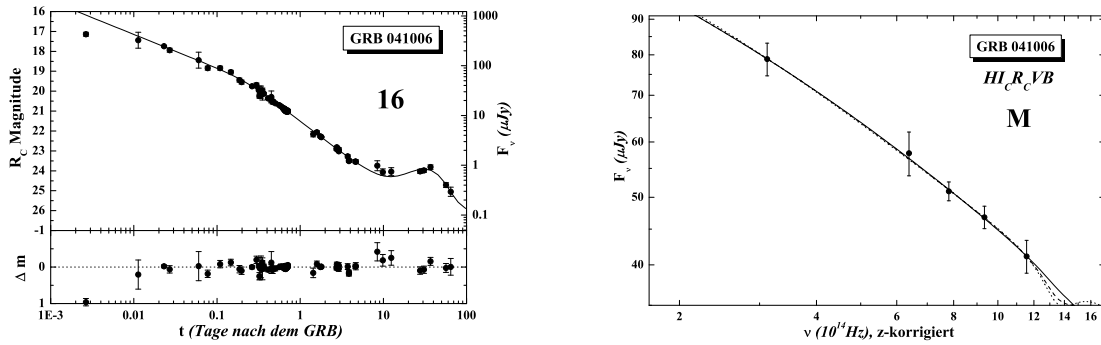


Abbildung 78. Die R_C -Band Lichtkurve (links) und die SED (rechts) von GRB 041006.

A.53 GRB 050525A

Dieser GRB wurde zur Analyse der GRB-SNe in Kapitel 6.4 hinzugenommen, da der Afterglow eine ausgeprägte SN aufzeigt. Mit einer Rotverschiebung von $z = 0.606$ (Foley et al., 2005) ist dieser GRB relativ nah und eignet sich daher sehr gut, um die unterliegende SN zu analysieren. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Daten wurden aus Della Valle et al. (2006) entnommen. Da nur R_C -Band Daten vorliegen, konnte keine Kurvenanpassung der SED vorgenommen werden. Blustin et al. (2006) schätzen allerdings eine Extinktion von $E(B - V) \approx 0.1$ mag in der Muttergalaxie ab. Dieser Wert wurde für die Analyse in § 6.4 benutzt.

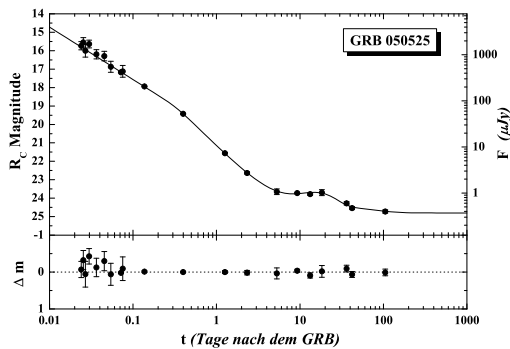


Abbildung 79. Die R_C -Band Lichtkurve von GRB 050525A.

A.54 GRB 060218

GRB 060218 ist ein spezieller GRB, der in seinen Eigenschaften sehr GRB 980425 ähnelt. Deshalb wurde dieser GRB in Kapitel 6.4 zu der Analyse hinzugenommen.

Außerdem war ich an der Analyse der Daten in Ferrero et al. (2006) beteiligt. Dieser GRB liegt bei einer sehr niedrigen Rotverschiebung ($z = 0.033$ Mirabal et al., 2006) und ist demnach wie GRB 980425 weniger energiereich, als GRBs bei kosmologischen Rotverschiebungen für gewöhnlich sind (Modjaz et al., 2006). Wie bei GRB 980425 ist kein Afterglow im Optischen zu sehen. Allerdings ist in sehr frühen Daten eine zusätzliche, blaue Komponente sichtbar, die sich mit dem Ausbruch der Schockwelle aus der Sternoberfläche erklären lässt (Campana et al., 2006).

In der vorliegenden Arbeit werden die Daten aus Ferrero et al. (2006) verwendet, mit den dort beschriebenen Extinktionswerten aus Guenther et al. (2006) ($A_V = 0.39$ mag für galaktische Extinktion und $A_V = 0.13$ mag für die Extinktion in der Muttergalaxie). Für die Annahmen der Helligkeit der Muttergalaxie wurden ebenfalls die Werte aus Ferrero et al. (2006) übernommen. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Daten sind alle bereits von dem Einfluss der Muttergalaxie und von der Extinktion befreit.

Da kein optischer Afterglow vorhanden ist, aber dennoch eine frühe, zusätzliche Komponente zu sehen ist, wurde die Kurvenanpassung auf zwei verschiedenen Wegen durchgeführt. Für die erste Methode wurden alle Daten vor $t = 8.8$ Tagen bei der Kurvenanpassung weggelassen. Für die zweite Methode wurde eine Extra-Komponente in Form eines Potenzgesetzes ($F \propto t^{-\alpha}$) angenommen und die Kurvenanpassung damit durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 aufgelistet und in Abb. 80 zu sehen.

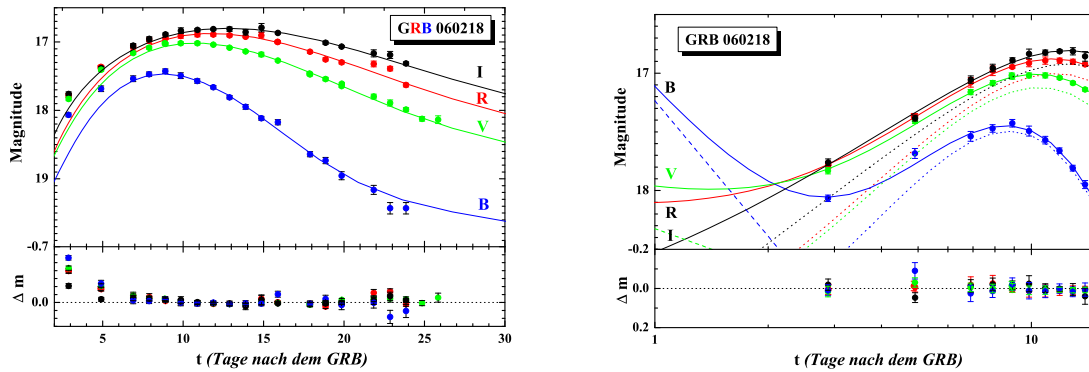


Abbildung 80. Die BVR_cI_c Lichtkurven des optischen Afterglows von GRB 060218/SN 2006aj nach Korrektur jeglicher Extinktion und Einfluss der Muttergalaxie. Links wurden alle Daten vor $t = 8.8$ Tagen nicht bei der Kurvenanpassung berücksichtigt. Man sieht deutlich eine frühe, blaue Komponente in den Residuen.

Rechts wurde eine Extra-Komponente in Form eines Potenzgesetzes angenommen. Es werden hier zur Verdeutlichung nur die frühen Daten gezeigt. Die durchgezogenen Linien beschreiben die jeweiligen Kurvenanpassungen, die gestrichelten Linien die Potenzgesetze und die gepunkteten Linien die SN-Komponenten.

Die Wellenlängenabhängigkeit des Helligkeitsabfalls spricht ebenfalls dagegen, dass es sich bei dieser Komponente um das optische Gegenstück des Röntgen-Afterglows handeln könnte.

Tabelle 9. Die Ergebnisse aus der Kurvenanpassung von SN 2006aj

Filter	χ^2/dof	k	s	α
B	1.53	0.736 ± 0.014	0.618 ± 0.007	\dots
V	1.32	0.700 ± 0.005	0.672 ± 0.004	\dots
R_C	2.97	0.709 ± 0.004	0.675 ± 0.005	\dots
I_C	0.93	0.753 ± 0.005	0.682 ± 0.006	\dots
B	1.75	0.717 ± 0.023	0.614 ± 0.005	1.54 ± 0.49
V	0.64	0.634 ± 0.011	0.657 ± 0.006	0.46 ± 0.10
R_C	2.03	0.631 ± 0.018	0.666 ± 0.008	0.30 ± 0.14
I_C	0.67	0.673 ± 0.030	0.666 ± 0.016	-0.04 ± 0.22

B In der vorliegenden Arbeit benutzte Konstanten

Tabelle 10. Galaktische Extinktion der in Richtung GRBs nach Schlegel et al. (1998)

GRB	$E(B - V)$	Bemerkung
GRB 970228	0.234	
GRB 970508	0.049	
GRB 971214	0.016	
GRB 980326	0.056	
GRB 980329	0.073	
GRB 980519	0.267	
GRB 980613	0.098	
GRB 980703	0.058	
GRB 990123	0.016	
GRB 990308	0.023	
GRB 990510	0.17	
GRB 990705	0.13	
GRB 990712	0.027	
GRB 991208	0.016	
GRB 991216	0.632	
GRB 000131	0.054	
GRB 000301C	0.052	
GRB 000418	0.033	
GRB 000630	0.013	
GRB 000911	0.119	
GRB 000926	0.024	
GRB 001007	0.042	
GRB 001011	0.08	
GRB 010222	0.023	
GRB 010921	0.148	
GRB 011121	0.496	$E(B - V) = 0.29$ aus Dickey & Lockman (1990) benutzt.
GRB 011211	0.043	
GRB 020124	0.026	
GRB 020305	0.053	
GRB 020322	0.076	
GRB 020331	0.079	
GRB 020405	0.055	
GRB 020410	0.149	
GRB 020813	0.111	
XRF 020903	0.032	
GRB 021004	0.06	
GRB 021211	0.028	
GRB 030115	0.019	
GRB 030131	0.012	
GRB 030226	0.019	
GRB 030227	0.45	
GRB 030323	0.049	
GRB 030324	0.026	
GRB 030328	0.047	
GRB 030329	0.025	
GRB 030418	0.032	
GRB 030429	0.056	
GRB 030528	0.646	A_λ aus Rau et al. (2004) benutzt.
XRF 030723	0.033	
GRB 030725	0.032	
GRB 031203	0.78	aus Cobb et al. (2004).
GRB 031220	0.149	
GRB 040106	0.097	
GRB 040511	0.213	
GRB 040827	0.085	
XRF 040912	0.028	
XRF 040916	0.057	
GRB 040924	0.058	
GRB 041006	0.022	

Tabelle 11. Rotverschiebung z der GRBs

GRB	z	Bemerkung	Referenz
GRB 970228	0.6950 ± 0.0003		Bloom et al. (2001)
GRB 970508	0.8349 ± 0.0003		Bloom et al. (1998a)
GRB 970815	unbekannt		
GRB 971214	3.418 ± 0.010		Kulkarni et al. (1998)
GRB 980326	unbekannt	$z \approx 1$; SN Modell	Bloom et al. (1999)
GRB 980329	unbekannt	$z \approx 3.6$; photometrische Rotverschiebung	Jaunsen et al. (2003)
GRB 980519	unbekannt	$z \geq 1.5$; SN Modell	Jaunsen et al. (2001)
GRB 980613	1.0969 ± 0.0002		Djorgovski et al. (2003)
GRB 980703	0.9662 ± 0.0002		Djorgovski et al. (1998)
GRB 990123	1.6004 ± 0.0008		Kulkarni et al. (1999)
GRB 990308	unbekannt		
GRB 990510	1.6187 ± 0.0015		Vreeswijk et al. (2001)
GRB 990705	0.8424 ± 0.0002		Le Floc'h et al. (2002)
GRB 990712	0.4331 ± 0.0004		Vreeswijk et al. (2001)
GRB 991208	0.7063 ± 0.0017		Castro-Tirado et al. (2001)
GRB 991216	1.02 ± 0.01		Vreeswijk et al. (2006)
GRB 000131	4.500 ± 0.015		Andersen et al. (2000)
GRB 000301C	2.0404 ± 0.0008		Jensen et al. (2001)
GRB 000418	1.1181 ± 0.0001		Bloom et al. (2003a)
GRB 000630	unbekannt		
GRB 000911	1.0585 ± 0.0001		Price et al. (2002a)
GRB 000926	2.0387 ± 0.0008		Castro et al. (2003)
GRB 001007	unbekannt		
GRB 001011	unbekannt		
GRB 010222	1.47688 ± 0.00002		Mirabal et al. (2002)
GRB 010921	0.4509 ± 0.0004		Price et al. (2003a)
GRB 011121	0.362 ± 0.001		Greiner et al. (2003a)
GRB 011211	2.140 ± 0.001		Holland et al. (2002)
GRB 020124	3.198 ± 0.004		Hjorth et al. (2003a)
GRB 020305	unbekannt	Pseudo- z von 4.6	Atteia (2003)
GRB 020322	unbekannt	Pseudo- z von 3.4	Atteia (2003)
GRB 020331	unbekannt		
GRB 020405	0.68986 ± 0.00004		Price et al. (2003a)
GRB 020410	unbekannt	$z \approx 0.5$; SN Modell	Levan et al. (2005)
GRB 020813	1.254 ± 0.005		Price et al. (2002c)
GRB 020903	0.2506 ± 0.003		Bersier et al. (2006)
GRB 021004	2.3351		Møller et al. (2002)
GRB 021211	1.004 ± 0.002		Della Valle et al. (2003a)
GRB 030115	unbekannt		
GRB 030131	unbekannt		
GRB 030226	1.986 ± 0.001		Klose et al. (2004)
GRB 030227	$1.39^{+0.03}_{-0.06}$	über Röntgenabsorptionslinien	Watson et al. (2003)
GRB 030323	3.3718 ± 0.0005		Vreeswijk et al. (2004)
GRB 030324	unbekannt		
GRB 030328	1.5216 ± 0.0006		Maiorano et al. (2006)
GRB 030329	0.1685		Greiner et al. (2003b)
GRB 030418	unbekannt		
GRB 030429	2.658 ± 0.005		Jakobsson et al. (2004a)
GRB 030528	0.782 ± 0.001		Rau et al. (2005)
GRB 030723	unbekannt	$0.3 \leq z \leq 1$	Fynbo et al. (2004)
GRB 030725	unbekannt		
GRB 031203	0.1055 ± 0.0001		Prochaska et al. (2004)
GRB 031220	unbekannt	Pseudo- z von 1.946	http://space.mit.edu/HETE/Bursts/
GRB 040106	unbekannt		
GRB 040511	unbekannt	Pseudo- z von 1.644	http://space.mit.edu/HETE/Bursts/
GRB 040827	unbekannt		
XRF 040912	unbekannt	Pseudo- z von 2.163	http://space.mit.edu/HETE/Bursts/
XRF 040916	unbekannt	Pseudo- z von 3.502	http://space.mit.edu/HETE/Bursts/
GRB 040924	0.857 ± 0.001		Wiersema et al. (2006, in Vorbereitung)
GRB 041006	0.716		Price et al. (2004)
GRB 050525A	0.606		Della Valle et al. (2006)
GRB 041006	0.03342 ± 0.00002		Pian et al. (2006)

Tabelle 12. Normierungskonstanten für die verschiedenen photometrischen Filter

Filter	F_0 in Jy	Bemerkung	Referenz
U	1810		Bessell (1979)
B	4260		Bessell (1979)
V	3640		Bessell (1979)
Rc	3080		Bessell (1979)
Ic	2550		Bessell (1979)
J	1610		Bessell & Brett (1988)
Js	1288		Gorosabel et al. (2003)
H	1050		Bessell & Brett (1988)
K	649		Bessell & Brett (1988)
Ks	666		2MASS ^a
K'	666	Gleicher Wert wie K_S angenommen	
Gu	1380		Fukugita et al. (1995)
Gg	3890		Fukugita et al. (1995)
Gr	2960		Fukugita et al. (1995)
Gi	2430		Fukugita et al. (1995)
Gz	2190		Fukugita et al. (1995)
u+	1540		Fukugita et al. (1995)
g+	3930		Fukugita et al. (1995)
r+	3120		Fukugita et al. (1995)
i+	2510		Fukugita et al. (1995)
z+	2190		Fukugita et al. (1995)

^a<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/faq.html>

Literatur

- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., und Guthmann, A. W.: 2001, *MNRAS* **328**, 393
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelemy, S., Bloch, J., Butterworth, P., Casperson, D., Cline, T., Fletcher, S., Frontera, F., Gisler, G., Heise, J., Hills, J., Kehoe, R., Lee, B., Marshall, S., McKay, T., Miller, R., Piro, L., Priedhorsky, W., Szymanski, J., und Wren, J.: 1999, *Nature* **398**, 400
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., in't Zand, J. J. M., Antonelli, A., Costa, E., Feroci, M., Guidorzi, C., Heise, J., Masetti, N., Montanari, E., Nicastro, L., Palazzi, E., Pian, E., Piro, L., und Soffitta, P.: 2002, *A&A* **390**, 81
- Andersen, M. I., Hjorth, J., Pedersen, H., Jensen, B. L., Hunt, L. K., Gorosabel, J., Møller, P., Fynbo, J., Kippen, R. M., Thomsen, B., Olsen, L. F., Christensen, L., Vestergaard, M., Masetti, N., Palazzi, E., Hurley, K., Cline, T., Kaper, L., und Jaunsen, A. O.: 2000, *A&A* **364**, L54
- Atteia, J.-L.: 2003, *A&A* **407**, L1
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., Schaefer, B., Palmer, D., Teegarden, B., Cline, T., Briggs, M., Paciesas, W., Pendleton, G., Fishman, G., Kouveliotou, C., Meegan, C., Wilson, R., und Lestrade, P.: 1993, *ApJ* **413**, 281
- Band, D. L. und Preece, R. D.: 2005, *ApJ* **627**, 319
- Berger, E., Diercks, A., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., Sari, R., Halpern, J., Mirabal, N., Taylor, G. B., Hurley, K., Pooley, G., Becker, K. M., Wagner, R. M., Terndrup, D. M., Statler, T., Wik, D. R., Mazets, E., und Cline, T.: 2001, *ApJ* **556**, 556
- Berger, E., Fox, D. B., Kulkarni, S. R., Krzeminski, W., Soderberg, A. M., Frail, D. A., Burrows, D. N., Cenko, S. B., Murphy, E. J., Price, P. A., Gal-Yam, A., Moon, D.-S., Gehrels, N., Freedman, W. L., Persson, S. E., Barthelmy, S., Hill, J. E., Nousek, J. A., und Moretti, A.: 2005, *ApJ* **629**, 328
- Berger, E., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., Price, P. A., Fox, D. W., Frail, D. A., Axelrod, T. S., Chevalier, R. A., Colbert, E., Costa, E., Djorgovski, S. G., Frontera, F., Galama, T. J., Halpern, J. P., Harrison, F. A., Holtzman, J., Hurley, K., Kimble, R. A., McCarthy, P. J., Piro, L., Reichart, D., Ricker, G. R., Sari, R., Schmidt, B. P., Wheeler, J. C., Vanderpeck, R., und Yost, S. A.: 2002, *ApJ* **581**, 981
- Bersier, D., Fruchter, A. S., Strolger, L. ., Gorosabel, J., Levan, A., Burud, I., Rhoads, J. E., Becker, A. C., Cassan, A., Chornock, R., Covino, S., de Jong, R. S., Dominis, D., Filippenko, A. V., Hjorth, J., Holmberg, J., Malesani, D., Mobasher, B., Olsen, K. A. G., Stefanon, M., Castro Cerón, J. M., Fynbo, J. P. U., Holland, S. T., Kouveliotou, C., Pedersen, H., Tanvir, N. R., und Woosley, S. E.: 2006, *arXiv:astro-ph/0602163*
- Bessell, M. S.: 1979, *PASP* **91**, 589
- Bessell, M. S. und Brett, J. M.: 1988, *PASP* **100**, 1134
- Beuermann, K., Hessman, F. V., Reinsch, K., Nicklas, H., Vreeswijk, P. M., Galama, T. J., Rol, E., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Frontera, F., Masetti, N., Palazzi, E., und Pian, E.: 1999, *A&A* **352**, L26

- Bhattacharya, D.: 2001, *Bulletin of the Astronomical Society of India* **29**, 107
- Björnsson, G., Hjorth, J., Jakobsson, P., Christensen, L., und Holland, S.: 2001, *ApJ* **552**, L121
- Blandford, R. D. und Znajek, R. L.: 1977, *MNRAS* **179**, 433
- Bloom, J. S., Berger, E., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., und Frail, D. A.: 2003a, *AJ* **125**, 999
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., und Kulkarni, S. R.: 2001, *ApJ* **554**, 678
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., und Frail, D. A.: 1998a, *ApJ* **507**, L25
- Bloom, J. S., Frail, D. A., und Kulkarni, S. R.: 2003b, *ApJ* **594**, 674
- Bloom, J. S., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Halpern, J. P., Marzke, R. O., Patton, D. R., Oke, J. B., Horne, K. D., Gomer, R., Goodrich, R., Campbell, R., Moriarty-Schieven, G. H., Redman, R. O., Feldman, P. A., Costa, E., und Masetti, N.: 1998b, *ApJ* **508**, L21
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., und Djorgovski, S. G.: 2002a, *AJ* **123**, 1111
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Eichelberger, A. C., Cote, P., Blakeslee, J. P., Odewahn, S. C., Harrison, F. A., Frail, D. A., Filippenko, A. V., Leonard, D. C., Riess, A. G., Spinrad, H., Stern, D., Bunker, A., Dey, A., Grossan, B., Perlmutter, S., Knop, R. A., Hook, I. M., und Feroci, M.: 1999, *Nature* **401**, 453
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Price, P. A., Reichart, D., Galama, T. J., Schmidt, B. P., Frail, D. A., Berger, E., McCarthy, P. J., Chevalier, R. A., Wheeler, J. C., Halpern, J. P., Fox, D. W., Djorgovski, S. G., Harrison, F. A., Sari, R., Axelrod, T. S., Kimble, R. A., Holtzman, J., Hurley, K., Frontera, F., Piro, L., und Costa, E.: 2002b, *ApJ* **572**, L45
- Bloom, J. S., van Dokkum, P. G., Baily, C. D., Buxton, M. M., Kulkarni, S. R., und Schmidt, B. P.: 2004, *AJ* **127**, 252
- Blustin, A. J., Band, D., Barthelmy, S., Boyd, P., Capalbi, M., Holland, S. T., Marshall, F. E., Mason, K. O., Perri, M., Poole, T., Roming, P., Rosen, S., Schady, P., Still, M., Zhang, B., Angelini, L., Barbier, L., Beardmore, A., Breeveld, A., Burrows, D. N., Cummings, J. R., Canizzo, J., Campana, S., Chester, M. M., Chincarini, G., Cominsky, L. R., Cucchiara, A., de Pasquale, M., Fenimore, E. E., Gehrels, N., Giommi, P., Goad, M., Gronwall, C., Grupe, D., Hill, J. E., Hinshaw, D., Hunsberger, S., Hurley, K. C., Ivanushkina, M., Kennea, J. A., Krimm, H. A., Kumar, P., Landsman, W., La Parola, V., Markwardt, C. B., McGowan, K., Mészáros, P., Mineo, T., Moretti, A., Morgan, A., Nousek, J., O'Brien, P. T., Osborne, J. P., Page, K., Page, M. J., Palmer, D. M., Parsons, A. M., Rhoads, J., Romano, P., Sakamoto, T., Sato, G., Tagliaferri, G., Tueller, J., Wells, A. A., und White, N. E.: 2006, *ApJ* **637**, 901
- Briggs, M. S., Six, F., und Connaughton, V.: 2001, *BATSE Gamma-Ray Burst Skymaps*, <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/>
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., Kinney, A. L., Koornneef, J., und Storchi-Bergmann, T.: 2000, *ApJ* **533**, 682

- Calzetti, D., Kinney, A. L., und Storchi-Bergmann, T.: 1994, *ApJ* **429**, 582
- Campana, S., Mangano, V., Blustin, A. J., Brown, P., Burrows, D. N., Chincarini, G., Cummings, J. R., Cusumano, G., Della Valle, M., Malesani, D., Mészáros, P., Nousek, J. A., Page, M., Sakamoto, T., Waxman, E., Zhang, B., Dai, Z. G., Gehrels, N., Immler, S., Marshall, F. E., Mason, K. O., Moretti, A., O'Brien, P. T., Osborne, J. P., Page, K. L., Romano, P., Roming, P. W. A., Tagliaferri, G., Cominsky, L. R., Giommi, P., Godet, O., Kennea, J. A., Krimm, H., Angelini, L., Barthelmy, S. D., Boyd, P. T., Palmer, D. M., Wells, A. A., und White, N. E.: 2006, *arXiv:astro-ph/0603279*
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., und Mathis, J. S.: 1989, *ApJ* **345**, 245
- Castander, F. J. und Lamb, D. Q.: 1999, *ApJ* **523**, 602
- Castro, S., Galama, T. J., Harrison, F. A., Holtzman, J. A., Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., und Kulkarni, S. R.: 2003, *ApJ* **586**, 128
- Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A. J., Gorosabel, J., Hjorth, J., Fynbo, J. U., Jensen, B. L., Pedersen, H., Andersen, M. I., López-Corredoira, M., Suárez, O., Grosdidier, Y., Casares, J., Pérez-Ramírez, D., Milvang-Jensen, B., Mallén-Ornelas, G., Fruchter, A., Greiner, J., Pian, E., Vreeswijk, P. M., Barthelmy, S. D., Cline, T., Frontera, F., Kaper, L., Klose, S., Kouveliotou, C., Hartmann, D. H., Hurley, K., Masetti, N., Mazets, E., Palazzi, E., Park, H. S., Rol, E., Salamanca, I., Tanvir, N., Trombka, J. I., Wijers, R. A. M. J., Williams, G. G., und van den Heuvel, E.: 2002, *A&A* **393**, 445
- Castro-Tirado, A. J., Gorosabel, J., Guziy, S., Reverte, D., Castro Cerón, J. M., de Ugarte Postigo, A., Tanvir, N., Mereghetti, S., Tiengo, A., Buckle, J., Sagar, R., Pandey, S. B., Mohan, V., Masetti, N., Mannucci, F., Feltzing, S., Lundstrom, I., Pedersen, H., Riess, C., Trushkin, S., Vilchez, J., Lund, N., Brandt, S., Martínez Núñez, S., Reglero, V., Pérez-Ramírez, M. D., Klose, S., Greiner, J., Hjorth, J., Kaper, L., Pian, E., Palazzi, E., Andersen, M. I., Fruchter, A., Fynbo, J. P. U., Jensen, B. L., Kouveliotou, C., Rhoads, J., Rol, E., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E.: 2003, *A&A* **411**, L315
- Castro-Tirado, A. J., Sokolov, V. V., Gorosabel, J., Castro Cerón, J. M., Greiner, J., Wijers, R. A. M. J., Jensen, B. L., Hjorth, J., Toft, S., Pedersen, H., Palazzi, E., Pian, E., Masetti, N., Sagar, R., Mohan, V., Pandey, A. K., Pandey, S. B., Dodonov, S. N., Fatkhullin, T. A., Afanasiev, V. L., Komarova, V. N., Moiseev, A. V., Hudec, R., Simon, V., Vreeswijk, P., Rol, E., Klose, S., Stecklum, B., Zapatero-Osorio, M. R., Caon, N., Blake, C., Wall, J., Heinlein, D., Henden, A., Benetti, S., Magazzù, A., Ghinassi, F., Tommasi, L., Bremer, M., Kouveliotou, C., Guziy, S., Shlyapnikov, A., Hopp, U., Feulner, G., Dreizler, S., Hartmann, D., Boehnhardt, H., Paredes, J. M., Martí, J., Xanthopoulos, E., Kristen, H. E., Smoker, J., und Hurley, K.: 2001, *A&A* **370**, 398
- Castro-Tirado, A. J., Zapatero-Osorio, M. R., Gorosabel, J., Greiner, J., Heidt, J., Herranz, D., Kemp, S. N., Martínez-González, E., Oscoz, A., Ortega, V., Röser, H.-J., Wolf, C., Pedersen, H., Jaunsen, A. O., Korhonen, H., Ilyin, I., Duemmler, R., Andersen, M. I., Hjorth, J., Henden, A. A., Vrba, F. J., Fried, J. W., Frontera, F., und Nicastro, L.: 1999, *ApJ* **511**, L85
- Chary, R., Becklin, E. E., und Armus, L.: 2002, *ApJ* **566**, 229
- Chevalier, R. A. und Li, Z.: 2000, *ApJ* **536**, 195

- Cline, T. L., Desai, U. D., Pizzichini, G., Teegarden, B. J., Evans, W. D., Klebesadel, R. W., Laros, J. G., Hurley, K., Niel, M., und Vedrenne, G.: 1980, *ApJ* **237**, L1
- Cline, T. L., Desai, U. D., Teegarden, B. J., Pizzichini, G., Evans, W. D., Klebesadel, R. W., Laros, J. G., Barat, C., Hurley, K., und Niel, M.: 1981, *ApJ* **246**, L133
- Cobb, B. E., Bailyn, C. D., van Dokkum, P. G., Buxton, M. M., und Bloom, J. S.: 2004, *ApJ* **608**, L93
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., Feroci, M., in 't Zand, J., Fiore, F., Cinti, M. N., dal Fiume, D., Nicastro, L., Orlandini, M., Palazzi, E., Rapisarda, M., Zavattini, G., Jager, R., Parmar, A., Owens, A., Molendi, S., Cusumano, G., Maccarone, M. C., Giarrusso, S., Coletta, A., Antonelli, L. A., Giommi, P., Muller, J. M., Piro, L., und Butler, R. C.: 1997, *Nature* **387**, 783
- Dai, Z. G. und Cheng, K. S.: 2001, *ApJ* **558**, L109
- Dai, Z. G., Liang, E. W., und Xu, D.: 2004, *ApJ* **612**, L101
- de Luca, A., Melandri, A., Caraveo, P. A., Götz, D., Mereghetti, S., Tiengo, A., Antonelli, L. A., Campana, S., Chincarini, G., Covino, S., D'Avanzo, P., Fernandez-Soto, A., Fugazza, D., Malesani, D., Stella, L., und Tagliaferri, G.: 2005, *A&A* **440**, 85
- de Ugarte Postigo, A., Castro-Tirado, A. J., Gorosabel, J., Jóhannesson, G., Björnsson, G., Gudmundsson, E. H., Bremer, M., Pak, S., Tanvir, N., Castro Cerón, J. M., Guzyi, S., Jelínek, M., Klose, S., Pérez-Ramírez, D., Aceituno, J., Campo Bagatín, A., Covino, S., Cardiel, N., Fathkullin, T., Henden, A. A., Huferath, S., Kurata, Y., Malesani, D., Mannucci, F., Ruiz-Lapuente, P., Sokolov, V., Thiele, U., Wisotzki, L., Antonelli, L. A., Bartolini, C., Boattini, A., Guarneri, A., Piccioni, A., Pizzichini, G., del Principe, M., di Paola, A., Fugazza, D., Ghisellini, G., Hunt, L., Konstantinova, T., Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., Stefanon, M., Testa, V., und Tristram, P. J.: 2005, *A&A* **443**, 841
- Della Valle, M., Malesani, D., Benetti, S., Testa, V., Hamuy, M., Antonelli, L. A., Chincarini, G., Cocozza, G., Covino, S., D'Avanzo, P., Fugazza, D., Ghisellini, G., Gilmozzi, R., Lazzati, D., Mason, E., Mazzali, P., und Stella, L.: 2003a, *A&A* **406**, L33
- Della Valle, M., Malesani, D., Bloom, J. S., Benetti, S., Chincarini, G., D'Avanzo, P., Foley, R. J., Covino, S., Melandri, A., Piranomonte, S., Tagliaferri, G., Stella, L., Gilmozzi, R., Antonelli, L. A., Campana, S., Chen, H.-W., Filliatre, P., Fiore, F., Fugazza, D., Gehrels, N., Hurley, K., Mirabel, I. F., Pellizza, L. J., Piro, L., und Prochaska, J. X.: 2006, *ApJ* **642**, L103
- Della Valle, M. D., Benetti, S., Malesani, D., Mason, E., Antonelli, L. A., Cocozza, G., Covino, S., Fugazza, D., Ghisellini, G., Israel, G. L., Stella, L., und Testa, V.: 2003b, *GRB Circular Network* **1809**, 1
- Dickey, J. M. und Lockman, F. J.: 1990, *ARA&A* **28**, 215
- Djorgovski, S. G., Bloom, J. S., und Kulkarni, S. R.: 2003, *ApJ* **591**, L13
- Djorgovski, S. G., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., Odewahn, S. C., und Diercks, A.: 2001, *ApJ* **562**, 654

- Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., Goodrich, R., Frail, D. A., Piro, L., und Palazzi, E.: 1998, *ApJ* **508**, L17
- Duncan, R. C. und Thompson, C.: 1992, *ApJ* **392**, L9
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., und Schramm, D. N.: 1989, *Nature* **340**, 126
- Esin, A. A. und Blandford, R.: 2000, *ApJ* **534**, L151
- Fenimore, E. E.: 1999, *ApJ* **518**, 375
- Ferrero, P., Kann, D. A., Zeh, A., Klose, S., Pian, E., Palazzi, E., Masetti, N., Hartmann, D. H., Sollerman, J., Deng, J., Mazzali, P., und Greiner, J.: 2006, *arXiv:astro-ph/0605058*
- Fishman, G. J.: 1995, *Bulletin of the American Astronomical Society* **27**, 833
- Fishman, G. J.: 1999, *A&AS* **138**, 395
- Foley, R. J., Chen, H.-W., Bloom, J., und Prochaska, J. X.: 2005, *GRB Coordinates Network* **3483**, 1
- Fox, D. B.: 2004, *GRB Coordinates Network* **2741**, 1
- Fox, D. B., Frail, D. A., Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., Piran, T., Soderberg, A. M., Cenko, S. B., Cameron, P. B., Gal-Yam, A., Kasliwal, M. M., Moon, D.-S., Harrison, F. A., Nakar, E., Schmidt, B. P., Penprase, B., Chevalier, R. A., Kumar, P., Roth, K., Watson, D., Lee, B. L., Shtetman, S., Phillips, M. M., Roth, M., McCarthy, P. J., Rauch, M., Cowie, L., Peterson, B. A., Rich, J., Kawai, N., Aoki, K., Kosugi, G., Totani, T., Park, H.-S., MacFadyen, A., und Hurley, K. C.: 2005, *Nature* **437**, 845
- Fox, D. W., Price, P. A., Soderberg, A. M., Berger, E., Kulkarni, S. R., Sari, R., Frail, D. A., Harrison, F. A., Yost, S. A., Matthews, K., Peterson, B. A., Tanaka, I., Christiansen, J., und Moriarty-Schieven, G. H.: 2003a, *ApJ* **586**, L5
- Fox, D. W., Yost, S., Kulkarni, S. R., Torii, K., Kato, T., Yamaoka, H., Sako, M., Harrison, F. A., Sari, R., Price, P. A., Berger, E., Soderberg, A. M., Djorgovski, S. G., Barth, A. J., Pravdo, S. H., Frail, D. A., Gal-Yam, A., Lipkin, Y., Mauch, T., Harrison, C., und Buttery, H.: 2003b, *Nature* **422**, 284
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, S. R., Feroci, M., und Taylor, G. B.: 1997, *Nature* **389**, 261
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., Djorgovski, S. G., Bloom, J. S., Galama, T. J., Reichart, D. E., Berger, E., Harrison, F. A., Price, P. A., Yost, S. A., Diercks, A., Goodrich, R. W., und Chaffee, F.: 2001, *ApJ* **562**, L55
- Frail, D. A., Metzger, B. D., Berger, E., Kulkarni, S. R., und Yost, S. A.: 2004, *ApJ* **600**, 828
- Freedman, D. L. und Waxman, E.: 2001, *ApJ* **547**, 922
- Friedman, A. S. und Bloom, J. S.: 2005, *ApJ* **627**, 1
- Frontera, F., Amati, L., Costa, E., Muller, J. M., Pian, E., Piro, L., Soffitta, P., Tavani, M., Castro-Tirado, A., Dal Fiume, D., Feroci, M., Heise, J., Masetti, N., Nicastro, L., Orlandini, M., Palazzi, E., und Sari, R.: 2000, *ApJS* **127**, 59

- Fruchter, A., Vreeswijk, P., und Nugent, P.: 2001, *GRB Circular Network* **1029**, 1
- Fruchter, A. S., Thorsett, S. E., Metzger, M. R., Sahu, K. C., Petro, L., Livio, M., Ferguson, H., Pian, E., Hogg, D. W., Galama, T., Gull, T. R., Kouveliotou, C., Macchetto, D., van Paradijs, J., Pedersen, H., und Smette, A.: 1999, *ApJ* **519**, L13
- Fryer, C. L. und Heger, A.: 2005, *ApJ* **623**, 302
- Fryer, C. L., Woosley, S. E., und Hartmann, D. H.: 1999, *ApJ* **526**, 152
- Fukugita, M., Shimasaku, K., und Ichikawa, T.: 1995, *PASP* **107**, 945
- Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Smette, A., Fruchter, A., Hjorth, J., Pedersen, K., Levan, A., Burud, I., Sahu, K., Vreeswijk, P. M., Bergeron, E., Kouveliotou, C., Tanvir, N., Thorsett, S. E., Wijers, R. A. M. J., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A., Garnavich, P., Holland, S. T., Jakobsson, P., Møller, P., Nugent, P., Pian, E., Rhoads, J., Thomsen, B., Watson, D., und Woosley, S.: 2005, *ApJ* **633**, 317
- Fynbo, J. P. U., Jakobsson, P., Möller, P., Hjorth, J., Thomsen, B., Andersen, M. I., Fruchter, A. S., Gorosabel, J., Holland, S. T., Ledoux, C., Pedersen, H., Rhoads, J., Weidinger, M., und Wijers, R. A. M. J.: 2003, *A&A* **406**, L63
- Fynbo, J. P. U., Sollerman, J., Hjorth, J., Grundahl, F., Gorosabel, J., Weidinger, M., Møller, P., Jensen, B. L., Vreeswijk, P. M., Fransson, C., Ramirez-Ruiz, E., Jakobsson, P., Jørgensen, S. F., Vinter, C., Andersen, M. I., Cerón, J. M. C., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A. S., Greiner, J., Kouveliotou, C., Levan, A., Klose, S., Masetti, N., Pedersen, H., Palazzi, E., Pian, E., Rhoads, J., Rol, E., Sekiguchi, T., Tanvir, N. R., Tristram, P., de Ugarte Postigo, A., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E.: 2004, *ApJ* **609**, 962
- Fynbo, J. U., Gorosabel, J., Dall, T. H., Hjorth, J., Pedersen, H., Andersen, M. I., Møller, P., Holland, S., Smail, I., Kobayashi, N., Rol, E., Vreeswijk, P., Burud, I., Jensen, B. L., Thomsen, B., Henden, A., Vrba, F., Canzian, B., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A. J., Cline, T., Goto, M., Greiner, J., Hanski, M. T., Hurley, K., Lund, N., Pursimo, T., Østensen, R., Solheim, J., Tanvir, N., und Terada, H.: 2001a, *A&A* **373**, 796
- Fynbo, J. U., Jensen, B. L., Gorosabel, J., Hjorth, J., Pedersen, H., Møller, P., Abbott, T., Castro-Tirado, A. J., Delgado, D., Greiner, J., Henden, A., Magazzù, A., Masetti, N., Merlino, S., Masegosa, J., Østensen, R., Palazzi, E., Pian, E., Schwarz, H. E., Cline, T., Guidorzi, C., Goldsten, J., Hurley, K., Mazets, E., McClanahan, T., Montanari, E., Starr, R., und Trombka, J.: 2001b, *A&A* **369**, 373
- Galama, T., Groot, P. J., Vanparadijs, J., Kouveliotou, C., Robinson, C. R., Fishman, G. J., Meegan, C. A., Sahu, K. C., Livio, M., Petro, L., Macchetto, F. D., Heise, J., Int Zand, J., Strom, R. G., Telting, J., Rutten, R. G. M., Pettini, M., Tanvir, N., und Bloom, J.: 1997, *Nature* **387**, 479
- Galama, T. J., Briggs, M. S., Wijers, R. A. M., Vreeswijk, P. M., Rol, E., Band, D., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Preece, R. D., Bremer, M., Smith, I. A., Tilanus, R. P. J., de Bruyn, A. G., Strom, R. G., Pooley, G., Castro-Tirado, A. J., Tanvir, N., Robinson, C., Hurley, K., Heise, J., Telting, J., Rutten, R. G. M., Packham, C., Swaters, R., Davies, J. K., Fassia, A., Green, S. F., Foster, M. J., Sagar, R., Pandey, A. K., Nilakshi, Yadav, R. K. S., Ofek, E. O., Leibowitz, E., Ibbetson, P., Rhoads, J., Falco, E., Petry, C., Impey, C., Geballe, T. R., und Bhattacharya, D.: 1999, *Nature* **398**, 394

- Galama, T. J., Tanvir, N., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., Groot, P. J., Rol, E., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Fruchter, A. S., Masetti, N., Pedersen, H., Margon, B., Deutsch, E. W., Metzger, M., Armus, L., Klose, S., und Stecklum, B.: 2000, *ApJ* **536**, 185
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Augusteijn, T., Bohnhardt, H., Brewer, J. P., Doublier, V., Gonzalez, J.-F., Leibundgut, B., Lidman, C., Hainaut, O. R., Patat, F., Heise, J., in 't Zand, J., Hurley, K., Groot, P. J., Strom, R. G., Mazzali, P. A., Iwamoto, K., Nomoto, K., Umeda, H., Nakamura, T., Young, T. R., Suzuki, T., Shigeyama, T., Koshut, T., Kippen, M., Robinson, C., de Wildt, P., Wijers, R. A. M. J., Tanvir, N., Greiner, J., Pian, E., Palazzi, E., Frontera, F., Masetti, N., Nicastro, L., Feroci, M., Costa, E., Piro, L., Peterson, B. A., Tinney, C., Boyle, B., Cannon, R., Stathakis, R., Sadler, E., Begam, M. C., und Ianna, P.: 1998a, *Nature* **395**, 670
- Galama, T. J., Wijers, R. A. M. J., Bremer, M., Groot, P. J., Strom, R. G., Kouveliotou, C., und van Paradijs, J.: 1998b, *ApJ* **500**, L97
- Garnavich, P. M., Bonanos, A. Z., Krisciunas, K., Jha, S., Kirshner, R. P., Schlegel, E. M., Challis, P., Macri, L. M., Hatano, K., Branch, D., Bothun, G. D., und Freedman, W. L.: 2004, *ApJ* **613**, 1120
- Garnavich, P. M., Loeb, A., und Stanek, K. Z.: 2000, *ApJ* **544**, L11
- Garnavich, P. M., Stanek, K. Z., Wyrzykowski, L., Infante, L., Bendek, E., Bersier, D., Holland, S. T., Jha, S., Matheson, T., Kirshner, R. P., Krisciunas, K., Phillips, M. M., und Carlberg, R. G.: 2003, *ApJ* **582**, 924
- Gendre, B. und Boër, M.: 2005, *A&A* **430**, 465
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., und Lazzati, D.: 2004, *ApJ* **616**, 331
- Goodman, J.: 1986, *ApJ* **308**, L47
- Gorosabel, J., Fynbo, J. P. U., Fruchter, A., Levan, A., Hjorth, J., Nugent, P., Castro-Tirado, A. J., Castro Cerón, J. M., Rhoads, J., Bersier, D., und Burud, I.: 2005a, *A&A* **437**, 411
- Gorosabel, J., Fynbo, J. U., Hjorth, J., Wolf, C., Andersen, M. I., Pedersen, H., Christensen, L., Jensen, B. L., Möller, P., Afonso, J., Treyer, M. A., Mallén-Ornelas, G., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A., Greiner, J., Pian, E., Vreeswijk, P. M., Frontera, F., Kaper, L., Klose, S., Kouveliotou, C., Masetti, N., Palazzi, E., Rol, E., Salamanca, I., Tanvir, N., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E.: 2002, *A&A* **384**, 11
- Gorosabel, J., Jelinek, M., de Ugarte Postigo, A., Guziy, S., und Castro-Tirado, A. J.: 2005b, *arXiv:astro-ph/0504059*
- Gorosabel, J., Klose, S., Christensen, L., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., Greiner, J., Tanvir, N., Jensen, B. L., Pedersen, H., Holland, S. T., Lund, N., Jaunsen, A. O., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A., Pian, E., Vreeswijk, P. M., Burud, I., Frontera, F., Kaper, L., Kouveliotou, C., Masetti, N., Palazzi, E., Rhoads, J., Rol, E., Salamanca, I., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E.: 2003, *A&A* **409**, 123

- Greiner, J., Klose, S., Salvato, M., Zeh, A., Schwarz, R., Hartmann, D. H., Masetti, N., Stecklum, B., Lamer, G., Lodieu, N., Scholz, R. D., Sterken, C., Gorosabel, J., Burud, I., Rhoads, J., Mitrofanov, I., Litvak, M., Sanin, A., Grinkov, V., Andersen, M. I., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A., Fynbo, J. U., Hjorth, J., Kaper, L., Kouveliotou, C., Palazzi, E., Pian, E., Rol, E., Tanvir, N. R., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E.: 2003a, *ApJ* **599**, 1223
- Greiner, J., Peimbert, M., Estaban, C., Kaufer, A., Jaunsen, A., Smoke, J., Klose, S., und Reimer, O.: 2003b, *GRB Circular Network* **2020**, 1
- Groot, P. J., Galama, T. J., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Wijers, R. A. M. J., Bloom, J., Tanvir, N., Vanderspek, R., Greiner, J., Castro-Tirado, A. J., Gorosabel, J., von Hippel, T., Lehnert, M., Kuijken, K., Hoekstra, H., Metcalfe, N., Howk, C., Conselice, C., Telting, J., Rutten, R. G. M., Rhoads, J., Cole, A., Pisano, D. J., Naber, R., und Schwarz, R.: 1998, *ApJ* **493**, L27
- Guarnieri, A., Bartolini, C., Masetti, N., Piccioni, A., Costa, E., Feroci, M., Frontera, F., dal Fiume, D., Nicastro, L., Palazzi, E., Castro-Tirado, A. J., und Gorosabel, J.: 1997, *A&A* **328**, L13
- Guenther, E. W., Klose, S., Vreeswijk, P., Pian, E., und Greiner, J.: 2006, *GRB Coordinates Network* **4863**, 1
- Halpern, J. P., Thorstensen, J. R., Helfand, D. J., und Costa, E.: 1998, *Bulletin of the American Astronomical Society* **30**, 857
- Harrison, F. A., Bloom, J. S., Frail, D. A., Sari, R., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Axelrod, T., Mould, J., Schmidt, B. P., Wieringa, M. H., Wark, R. M., Subrahmanyam, R., McConnell, D., McCarthy, P. J., Schaefer, B. E., McMahon, R. G., Markze, R. O., Firth, E., Soffitta, P., und Amati, L.: 1999, *ApJ* **523**, L121
- Heise, J., in't Zand, J., Kippen, R. M., und Woods, P. M.: 2001, in *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, p. 16
- Heyl, J. S. und Perna, R.: 2003, *ApJ* **586**, L13
- Hjorth, J., Møller, P., Gorosabel, J., Fynbo, J. P. U., Toft, S., Jaunsen, A. O., Kaas, A. A., Pursimo, T., Torii, K., Kato, T., Yamaoka, H., Yoshida, A., Thomsen, B., Andersen, M. I., Burud, I., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A. S., Kaper, L., Kouveliotou, C., Masetti, N., Palazzi, E., Pedersen, H., Pian, E., Rhoads, J., Rol, E., Tanvir, N. R., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E. P. J.: 2003a, *ApJ* **597**, 699
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., Fynbo, J. P. U., Woosley, S. E., Kouveliotou, C., Tanvir, N. R., Greiner, J., Andersen, M. I., Castro-Tirado, A. J., Castro Cerón, J. M., Fruchter, A. S., Gorosabel, J., Jakobsson, P., Kaper, L., Klose, S., Masetti, N., Pedersen, H., Pedersen, K., Pian, E., Palazzi, E., Rhoads, J. E., Rol, E., van den Heuvel, E. P. J., Vreeswijk, P. M., Watson, D., und Wijers, R. A. M. J.: 2003b, *Nature* **423**, 847
- Hjorth, J., Watson, D., Fynbo, J. P. U., Price, P. A., Jensen, B. L., Jørgensen, U. G., Kubas, D., Gorosabel, J., Jakobsson, P., Sollerman, J., Pedersen, K., und Kouveliotou, C.: 2005, *Nature* **437**, 859
- Höflich, P., Wheeler, J. C., und Wang, L.: 1999, *ApJ* **521**, 179

- Holland, S. T., Bersier, D., Bloom, J. S., Garnavich, P. M., Caldwell, N., Challis, P., Kirshner, R., Luhman, K., McLeod, B., und Stanek, K. Z.: 2004, *AJ* **128**, 1955
- Holland, S. T., Soszyński, I., Gladders, M. D., Barrientos, L. F., Berlind, P., Bersier, D., Garnavich, P. M., Jha, S., und Stanek, K. Z.: 2002, *AJ* **124**, 639
- Holland, S. T., Weidinger, M., Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Hjorth, J., Pedersen, K., Méndez Alvarez, J., Augusteijn, T., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A., Dahle, H., Egholm, M. P., Jakobsson, P., Jensen, B. L., Levan, A., Møller, P., Pedersen, H., Pursimo, T., Ruiz-Lapuente, P., und Thomsen, B.: 2003, *AJ* **125**, 2291
- Huang, K. Y., Urata, Y., Filippenko, A. V., Hu, J. H., Ip, W. H., Kuo, P. H., Li, W., Lin, H. C., Lin, Z. Y., Makishima, K., Onda, K., Qiu, Y., und Tamagawa, T.: 2005, *ApJ* **628**, L93
- Huang, Y. F., Wu, X. F., Dai, Z. G., Ma, H. T., und Lu, T.: 2004, *ApJ* **605**, 300
- Hurley, K.: 1994, *Nature* **372**, 652
- Irwin, M. J., Ibata, R. A., Lewis, G. F., und Totten, E. J.: 1998, *ApJ* **505**, 529
- Iwamoto, K., Mazzali, P. A., Nomoto, K., Umeda, H., Nakamura, T., Patat, F., Danziger, I. J., Young, T. R., Suzuki, T., Shigeyama, T., Augusteijn, T., Doublier, V., Gonzalez, J.-F., Boehnhardt, H., Brewer, J., Hainaut, O. R., Lidman, C., Leibundgut, B., Cappellaro, E., Turatto, M., Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., Kouveliotou, C., van Paradijs, J., Pian, E., Palazzi, E., und Frontera, F.: 1998, *Nature* **395**, 672
- Jakobsson, P., Björnsson, G., Fynbo, J. P. U., Jóhannesson, G., Hjorth, J., Thomsen, B., Møller, P., Watson, D., Jensen, B. L., Östlin, G., Gorosabel, J., und Gudmundsson, E. H.: 2005, *MNRAS* **362**, 245
- Jakobsson, P., Hjorth, J., Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Pedersen, K., Burud, I., Levan, A., Kouveliotou, C., Tanvir, N., Fruchter, A., Rhoads, J., Grav, T., Hansen, M. W., Michelsen, R., Andersen, M. I., Jensen, B. L., Pedersen, H., Thomsen, B., Weidinger, M., Bhargavi, S. G., Cowsik, R., und Pandey, S. B.: 2003, *A&A* **408**, 941
- Jakobsson, P., Hjorth, J., Fynbo, J. P. U., Weidinger, M., Gorosabel, J., Ledoux, C., Watson, D., Björnsson, G., Gudmundsson, E. H., Wijers, R. A. M. J., Möller, P., Pedersen, K., Sollerman, J., Henden, A. A., Jensen, B. L., Gilmore, A., Kilmartin, P., Levan, A., Castro Cerón, J. M., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A., Kouveliotou, C., Masetti, N., und Tanvir, N.: 2004a, *A&A* **427**, 785
- Jakobsson, P., Hjorth, J., Ramirez-Ruiz, E., Kouveliotou, C., Pedersen, K., Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Watson, D., Jensen, B. L., Grav, T., Hansen, M. W., Michelsen, R., Andersen, M. I., Weidinger, M., und Pedersen, H.: 2004b, *New Astronomy* **9**, 435
- Jaunsen, A. O., Andersen, M. I., Hjorth, J., Fynbo, J. P. U., Holland, S. T., Thomsen, B., Gorosabel, J., Schaefer, B. E., Björnsson, G., Natarajan, P., und Tanvir, N. R.: 2003, *A&A* **402**, 125
- Jaunsen, A. O., Hjorth, J., Björnsson, G., Andersen, M. I., Pedersen, H., Kjærsmo, K., Korhonen, H., Sørensen, P. M., und Palazzi, E.: 2001, *ApJ* **546**, 127

- Jensen, B. L., Fynbo, J. U., Gorosabel, J., Hjorth, J., Holland, S., Möller, P., Thomsen, B., Björnsson, G., Pedersen, H., Burud, I., Henden, A., Tanvir, N. R., Davis, C. J., Vreeswijk, P., Rol, E., Hurley, K., Cline, T., Trombka, J., McClanahan, T., Starr, R., Goldsten, J., Castro-Tirado, A. J., Greiner, J., Bailer-Jones, C. A. L., Kümmel, M., und Mundt, R.: 2001, *A&A* **370**, 909
- Kann, D. A.: 2004, Diplomarbeit, FSU Jena
- Kann, D. A., Klose, S., und Zeh, A.: 2006, *ApJ* **641**, 993
- Kann, D. A., Zeh, A., und Klose, S.: 2005, *arXiv:astro-ph/0509466*
- Katz, J. I.: 1994, *ApJ* **432**, L107
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., McQuade, K., Storch-Bergmann, T., und Schmitt, H. R.: 1996, *ApJ* **467**, 38
- Kippen, R. M., Woods, P. M., Heise, J., in't Zand, J., Preece, R. D., und Briggs, M.: 2002, *APS Meeting Abstracts* p. 6003
- Kirk, J. G., Guthmann, A. W., Gallant, Y. A., und Achterberg, A.: 2000, *ApJ* **542**, 235
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., und Olson, R. A.: 1973, *ApJ* **182**, L85
- Klose, S., Greiner, J., Rau, A., Henden, A. A., Hartmann, D. H., Zeh, A., Ries, C., Masetti, N., Malesani, D., Guenther, E., Gorosabel, J., Stecklum, B., Antonelli, L. A., Brinkworth, C., Cerón, J. M. C., Castro-Tirado, A. J., Covino, S., Fruchter, A., Fynbo, J. P. U., Ghisellini, G., Hjorth, J., Hudec, R., Jelínek, M., Kaper, L., Kouveliotou, C., Lindsay, K., Maiorano, E., Mannucci, F., Nysewander, M., Palazzi, E., Pedersen, K., Pian, E., Reichart, D. E., Rhoads, J., Rol, E., Smail, I., Tanvir, N. R., de Ugarte Postigo, A., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E. P. J.: 2004, *AJ* **128**, 1942
- Klose, S., Henden, A. A., Greiner, J., Hartmann, D. H., Cardiel, N., Castro-Tirado, A. J., Castro Cerón, J. M., Gallego, J., Gorosabel, J., Stecklum, B., Tanvir, N., Thiele, U., Vrba, F. J., und Zeh, A.: 2003, *ApJ* **592**, 1025
- Klose, S., Stecklum, B., Masetti, N., Pian, E., Palazzi, E., Henden, A. A., Hartmann, D. H., Fischer, O., Gorosabel, J., Sánchez-Fernández, C., Butler, D., Ott, T., Hippler, S., Kasper, M., Weiss, R., Castro-Tirado, A., Greiner, J., Bartolini, C., Guarneri, A., Piccioni, A., Benetti, S., Ghinassi, F., Magazzú, A., Hurley, K., Cline, T., Trombka, J., McClanahan, T., Starr, R., Goldsten, J., Gold, R., Mazets, E., Golenetskii, S., Noeske, K., Papaderos, P., Vreeswijk, P. M., Tanvir, N., Oscoz, A., Muñoz, J. A., und Castro Cerón, J. M.: 2000, *ApJ* **545**, 271
- Kobayashi, S., Piran, T., und Sari, R.: 1997, *ApJ* **490**, 92
- Kobayashi, S. und Zhang, B.: 2003, *ApJ* **582**, L75
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., und Pendleton, G. N.: 1993, *ApJ* **413**, L101
- Kulkarni, S. R., Djorgoski, S. G., Ramaprakash, A. N., Goodrich, R., Bloom, J. S., Adelberger, K. L., Kundic, T., Lubin, L., Frail, D. A., Frontera, F., Feroci, M., Nicastro, L., Barth, A. J., Davis, M., Filippenko, A. V., und Newman, J.: 1998, *Nature* **393**, 35

- Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Odewahn, S. C., Bloom, J. S., Gal, R. R., Koresko, C. D., Harrison, F. A., Lubin, L. M., Armus, L., Sari, R., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., Magee, D. K., van Dokkum, P. G., Frail, D. A., Mulchaey, J. S., Malkan, M. A., McClean, I. S., Teplitz, H. I., Koerner, D., Kirkpatrick, D., Kobayashi, N., Yadigaroglu, I.-A., Halpern, J., Piran, T., Goodrich, R. W., Chaffee, F. H., Feroci, M., und Costa, E.: 1999, *Nature* **398**, 389
- Kumar, P. und Granot, J.: 2003, *ApJ* **591**, 1075
- Kumar, P. und Panaitescu, A.: 2000, *ApJ* **541**, L9
- Laursen, L. T. und Stanek, K. Z.: 2003, *ApJ* **597**, L107
- Lazzati, D., Rossi, E., Covino, S., Ghisellini, G., und Malesani, D.: 2002, *A&A* **396**, L5
- Le Floc'h, E., Duc, P.-A., Mirabel, I. F., Sanders, D. B., Bosch, G., Diaz, R. J., Donzelli, C. J., Rodrigues, I., Courvoisier, T. J.-L., Greiner, J., Mereghetti, S., Melnick, J., Maza, J., und Minniti, D.: 2003, *A&A* **400**, 499
- Le Floc'h, E., Duc, P.-A., Mirabel, I. F., Sanders, D. B., Bosch, G., Rodrigues, I., Courvoisier, T. J.-L., Mereghetti, S., und Melnick, J.: 2002, *ApJ* **581**, L81
- Levan, A., Nugent, P., Fruchter, A., Burud, I., Branch, D., Rhoads, J., Castro-Tirado, A., Gorosabel, J., Cerón, J. M. C., Thorsett, S. E., Kouveliotou, C., Golenetskii, S., Fynbo, J., Garnavich, P., Holland, S., Hjorth, J., Møller, P., Pian, E., Tanvir, N., Ulanov, M., Wijers, R., und Woosley, S.: 2005, *ApJ* **624**, 880
- Li, W., Filippenko, A. V., Chornock, R., und Jha, S.: 2003, *ApJ* **586**, L9
- Liang, E. W.: 2004, *MNRAS* **348**, 153
- Lipkin, Y. M., Ofek, E. O., Gal-Yam, A., Leibowitz, E. M., Poznanski, D., Kaspi, S., Polishook, D., Kulkarni, S. R., Fox, D. W., Berger, E., Mirabal, N., Halpern, J., Bureau, M., Fathi, K., Price, P. A., Peterson, B. A., Frebel, A., Schmidt, B., Orosz, J. A., Fitzgerald, J. B., Bloom, J. S., van Dokkum, P. G., Baily, C. D., Buxton, M. M., und Barsony, M.: 2004, *ApJ* **606**, 381
- MacFadyen, A. I. und Woosley, S. E.: 1999, *ApJ* **524**, 262
- Maeno, S., Sonoda, E., Matsuo, Y., und Yamauchi, M.: 2004, *GRB Coordinates Network* **2772**, 1
- Maiolino, R., Marconi, A., und Oliva, E.: 2001a, *A&A* **365**, 37
- Maiolino, R., Marconi, A., Salvati, M., Risaliti, G., Severgnini, P., Oliva, E., La Franca, F., und Vanzi, L.: 2001b, *A&A* **365**, 28
- Maiolino, R., Schneider, R., Oliva, E., Bianchi, S., Ferrara, A., Mannucci, F., Pedani, M., und Rocca Sogore, M.: 2004, *Nature* **431**, 533
- Maiorano, E., Masetti, N., Palazzi, E., Savaglio, S., Rol, E., Pian, E., Vreeswijk, P. M., Price, P. A., Peterson, B. A., Jelinek, M., Pandey, S. B., Andersen, M. I., und Henden, A. A.: 2006, *arXiv:astro-ph/0601293*

- Malesani, D., Tagliaferri, G., Chincarini, G., Covino, S., Della Valle, M., Fugazza, D., Mazzali, P. A., Zerbi, F. M., D'Avanzo, P., Kalogerakos, S., Simoncelli, A., Antonelli, L. A., Burderi, L., Campana, S., Cucchiara, A., Fiore, F., Ghirlanda, G., Goldoni, P., Götz, D., Mereghetti, S., Mirabel, I. F., Romano, P., Stella, L., Minezaki, T., Yoshii, Y., und Nomoto, K.: 2004, *ApJ* **609**, L5
- Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., Hunt, L., Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Klose, S., Benetti, S., Falomo, R., Zeh, A., Amati, L., Andersen, M. I., Castro-Tirado, A. J., Castro Cerón, J. M., Danziger, J., Frontera, F., Fruchter, A. S., Greiner, J., Hjorth, J., Jensen, B. L., Kaper, L., Kouveliotou, C., Levan, A., Magazzù, A., Møller, P., Nicastro, L., Pedersen, H., Tanvir, N. R., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E. P. J.: 2005, *A&A* **438**, 841
- Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., Hunt, L. K., Méndez, M., Frontera, F., Amati, L., Vreeswijk, P. M., Rol, E., Galama, T. J., van Paradijs, J., Antonelli, L. A., Nicastro, L., Feroci, M., Marconi, G., Piro, L., Costa, E., Kouveliotou, C., Castro-Tirado, A. J., Falomo, R., Augusteijn, T., Bönhardt, H., Lidman, C., Vanzi, L., Merrill, K. M., Kaminsky, C. D., van der Klis, M., Heemskerk, M. H. M., van der Hooft, F., Kuulkers, E., Pedersen, H., und Benetti, S.: 2000, *A&A* **354**, 473
- Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., und Patat, F.: 2006, *GRB Coordinates Network* **4803**, 1
- Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., Simoncelli, A., Hunt, L. K., Maiorano, E., Levan, A., Christensen, L., Rol, E., Savaglio, S., Falomo, R., Castro-Tirado, A. J., Hjorth, J., Delsanti, A., Pannella, M., Mohan, V., Pandey, S. B., Sagar, R., Amati, L., Burud, I., Castro Cerón, J. M., Frontera, F., Fruchter, A. S., Fynbo, J. P. U., Gorosabel, J., Kaper, L., Klose, S., Kouveliotou, C., Nicastro, L., Pedersen, H., Rhoads, J., Salamanca, I., Tanvir, N., Vreeswijk, P. M., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E. P. J.: 2003, *A&A* **404**, 465
- Matheson, T., Garnavich, P. M., Stanek, K. Z., Bersier, D., Holland, S. T., Krisciunas, K., Caldwell, N., Berlind, P., Bloom, J. S., Bolte, M., Bonanos, A. Z., Brown, M. J. I., Brown, W. R., Calkins, M. L., Challis, P., Chornock, R., Echevarria, L., Eisenstein, D. J., Everett, M. E., Filippenko, A. V., Flint, K., Foley, R. J., Freedman, D. L., Hamuy, M., Harding, P., Hathi, N. P., Hicken, M., Hoopes, C., Impey, C., Jannuzi, B. T., Jansen, R. A., Jha, S., Kaluzny, J., Kannappan, S., Kirshner, R. P., Latham, D. W., Lee, J. C., Leonard, D. C., Li, W., Luhman, K. L., Martini, P., Mathis, H., Maza, J., Megeath, S. T., Miller, L. R., Minniti, D., Olszewski, E. W., Papenkova, M., Phillips, M. M., Pindor, B., Sasselov, D. D., Schild, R., Schweiker, H., Spahr, T., Thomas-Osip, J., Thompson, I., Weisz, D., Windhorst, R., und Zaritsky, D.: 2003, *ApJ* **599**, 394
- Mazzali, P. A., Deng, J., Pian, E., Malesani, D., Tominaga, N., Maeda, K., Nomoto, K., Chincarini, G., Covino, S., Della Valle, M., Fugazza, D., Tagliaferri, G., und Gal-Yam, A.: 2006, *arXiv:astro-ph/0603516*
- Mazzali, P. A., Nomoto, K., Patat, F., und Maeda, K.: 2001, *ApJ* **559**, 1047
- Meegan, C. A., Fishman, G. J., Wilson, R. B., Horack, J. M., Brock, M. N., Paciesas, W. S., Pendleton, G. N., und Kouveliotou, C.: 1992, *Nature* **355**, 143
- Mészáros, P. und Rees, M. J.: 1993, *ApJ* **405**, 278
- Mészáros, P. und Rees, M. J.: 1997, *ApJ* **476**, 232

- Mészáros, P. und Rees, M. J.: 1999, *MNRAS* **306**, L39
- Mészáros, P., Rees, M. J., und Wijers, R. A. M. J.: 1998, *ApJ* **499**, 301
- Mirabal, N., Halpern, J. P., An, D., Thorstensen, J. R., und Terndrup, D. M.: 2006, *arXiv:astro-ph/0603686*
- Mirabal, N., Halpern, J. P., Kulkarni, S. R., Castro, S., Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Galama, T. J., Harrison, F. A., Frail, D. A., Price, P. A., Reichart, D. E., Ebeling, H., Bunker, A., Dawson, S., Dey, A., Spinrad, H., und Stern, D.: 2002, *ApJ* **578**, 818
- Modjaz, M., Stanek, K. Z., Garnavich, P. M., Berlind, P., Blondin, S., Brown, W., Calkins, M., Challis, P., Diamond-Stanic, A. M., Hao, H., Hicken, M., Kirshner, R. P., und Prieto, J. L.: 2006, *arXiv:astro-ph/0603377*
- Møller, P., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., Thomsen, B., Egholm, M. P., Andersen, M. I., Gorosabel, J., Holland, S. T., Jakobsson, P., Jensen, B. L., Pedersen, H., Pedersen, K., und Weidinger, M.: 2002, *A&A* **396**, L21
- Nakar, E. und Piran, T.: 2005, *MNRAS* **360**, L73
- Nakar, E., Piran, T., und Granot, J.: 2003, *New Astronomy* **8**, 495
- Narayan, R., Paczyński, B., und Piran, T.: 1992, *ApJ* **395**, L83
- Nysewander, M. C., Reichart, D. E., Park, H. ., Williams, G. G., Kinugasa, K., Lamb, D. Q., Henden, A. A., Klose, S., Kato, T., Harper, A., Yamaoka, H., Laws, C., Torii, K., York, D. G., Barentine, J. C., Dembicky, J., McMillan, R. J., Moran, J. A., Hartmann, D. H., Ketzeback, B., Bayliss, M. B., Bartelme, J. W., Crain, J. A., Foster, A. C., Schwartz, M., Holvorcem, P., Price, P. A., Canterna, R., Crew, G. B., Ricker, G. R., und Barthelmy, S. D.: 2005, *arXiv:astro-ph/0505474*
- Paczyński, B.: 1986, *ApJ* **308**, L43
- Paczyński, B.: 1998, *ApJ* **494**, L45
- Paczyński, B. und Rhoads, J. E.: 1993, *ApJ* **418**, L5
- Paczyński, B. und Xu, G.: 1994, *ApJ* **427**, 708
- Panaitescu, A.: 2005a, *MNRAS* **363**, 1409
- Panaitescu, A.: 2005b, *MNRAS* **362**, 921
- Panaitescu, A. und Kumar, P.: 2000, *ApJ* **543**, 66
- Panaitescu, A. und Kumar, P.: 2001a, *ApJ* **560**, L49
- Panaitescu, A. und Kumar, P.: 2001b, *ApJ* **554**, 667
- Panaitescu, A. und Kumar, P.: 2002, *ApJ* **571**, 779
- Panaitescu, A. und Mészáros, P.: 1999, *ApJ* **526**, 707
- Panaitescu, A., Spada, M., und Mészáros, P.: 1999, *ApJ* **522**, L105

- Pandey, S. B., Sagar, R., Anupama, G. C., Bhattacharya, D., Sahu, D. K., Castro-Tirado, A. J., und Bremer, M.: 2004, *A&A* **417**, 919
- Pei, Y. C.: 1992, *ApJ* **395**, 130
- Perlmutter, S., Gabi, S., Goldhaber, G., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Lee, J. C., Pain, R., Pennypacker, C. R., Small, I. A., Ellis, R. S., McMahon, R. G., Boyle, B. J., Bunclark, P. S., Carter, D., Irwin, M. J., Glazebrook, K., Newberg, H. J. M., Filippenko, A. V., Matheson, T., Dopita, M., Couch, W. J., und The Supernova Cosmology Project: 1997, *ApJ* **483**, 565
- Pian, E., Mazzali, P. A., Masetti, N., Ferrero, P., Klose, S., Palazzi, E., Ramirez-Ruiz, E., Woosley, S. E., Kouveliotou, C., Deng, J., Filippenko, A. V., Foley, R. J., Fynbo, J. P. U., Kann, D. A., Li, W., Hjorth, J., Nomoto, K., Patat, F., Sauer, D. N., Sollerman, J., Vreeswijk, P. M., Guenther, E. W., Levan, A., O'Brien, P., Tanvir, N. R., Wijers, R. A. M. J., Dumas, C., Hainaut, O., Wong, D. S., Baade, D., Wang, L., Amati, L., Cappellaro, E., Castro-Tirado, A. J., Ellison, S., Frontera, F., Fruchter, A. S., Greiner, J., Kawabata, K., Ledoux, C., Maeda, K., Møller, P., Nicastro, L., Rol, E., und Starling, R.: 2006, *Nature* **442**, 1011
- Piran, T.: 2005, *Reviews of Modern Physics* **76**, 1143
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Giblin, T. W., Mallozzi, R. S., Pendleton, G. N., Paciesas, W. S., und Band, D. L.: 2002, *ApJ* **581**, 1248
- Price, P. A., Berger, E., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Fox, D. W., Mahabal, A., Hurley, K., Bloom, J. S., Frail, D. A., Galama, T. J., Harrison, F. A., Morrison, G., Reichart, D. E., Yost, S. A., Sari, R., Axelrod, T. S., Cline, T., Golenetskii, S., Mazets, E., Schmidt, B. P., und Trombka, J.: 2002a, *ApJ* **573**, 85
- Price, P. A., Berger, E., Reichart, D. E., Kulkarni, S. R., Yost, S. A., Subrahmanyan, R., Wark, R. M., Wieringa, M. H., Frail, D. A., Bailey, J., Boyle, B., Corbett, E., Gunn, K., Ryder, S. D., Seymour, N., Koviak, K., McCarthy, P., Phillips, M., Axelrod, T. S., Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Fox, D. W., Galama, T. J., Harrison, F. A., Hurley, K., Sari, R., Schmidt, B. P., Brown, M. J. I., Cline, T., Frontera, F., Guidorzi, C., und Montanari, E.: 2002b, *ApJ* **572**, L51
- Price, P. A., Bloom, J. S., Goodrich, R. W., Barth, A. J., Cohen, M. H., und Fox, D. W.: 2002c, *GRB Circular Network* **1475**, 1
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., Fox, D. W., Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Frail, D. A., Galama, T. J., Harrison, F. A., McCarthy, P., Reichart, D. E., Sari, R., Yost, S. A., Jerjen, H., Flint, K., Phillips, A., Warren, B. E., Axelrod, T. S., Chevalier, R. A., Holtzman, J., Kimble, R. A., Schmidt, B. P., Wheeler, J. C., Frontera, F., Costa, E., Piro, L., Hurley, K., Cline, T., Guidorzi, C., Montanari, E., Mazets, E., Golenetskii, S., Mitrofanov, I., Anfimov, D., Kozyrev, A., Litvak, M., Sanin, A., Boynton, W., Fellows, C., Harshman, K., Shinohara, C., Gal-Yam, A., Ofek, E., und Lipkin, Y.: 2003a, *ApJ* **589**, 838
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Schmidt, B. P., Galama, T. J., Bloom, J. S., Berger, E., Frail, D. A., Djorgovski, S. G., Fox, D. W., Henden, A. A., Klose, S., Harrison, F. A., Reichart, D. E., Sari, R., Yost, S. A., Axelrod, T. S., McCarthy, P., Holtzman, J., Halpern, J. P., Kimble, R. A., Wheeler, J. C., Chevalier, R. A., Hurley, K., Ricker, G. R., Costa, E., Frontera, F., und Piro, L.: 2003b, *ApJ* **584**, 931

- Price, P. A., Roth, K., Rich, J., Schmidt, B. P., Peterson, B. A., Cowie, L., Smith, C., und Rest, A.: 2004, *GRB Coordinates Network* **2791**, 1
- Prochaska, J. X., Bloom, J. S., Chen, H., Hurley, K. C., Melbourne, J., Dressler, A., Graham, J. R., Osip, D. J., und Vacca, W. D.: 2004, *ApJ* **611**, 200
- Pugliese, G., Møller, P., Gorosabel, J., Jensen, B. L., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., Jørgensen, S. F., Monard, B., und Vinter, C.: 2005, *A&A* **439**, 527
- Rau, A., Greiner, J., Klose, S., Salvato, M., Castro Cerón, J. M., Hartmann, D. H., Fruchter, A., Levan, A., Tanvir, N. R., Gorosabel, J., Hjorth, J., Zeh, A., Küpcü Yoldaş, A., Beaulieu, J. P., Donatowicz, J., Vinter, C., Castro-Tirado, A. J., Fynbo, J. P. U., Kann, D. A., Kouveliotou, C., Masetti, N., Møller, P., Palazzi, E., Pian, E., Rhoads, J., Wijers, R. A. M. J., und van den Heuvel, E. P. J.: 2004, *A&A* **427**, 815
- Rau, A., Salvato, M., und Greiner, J.: 2005, *A&A* **444**, 425
- Rees, M. J. und Mészáros, P.: 1992, *MNRAS* **258**, 41P
- Rees, M. J. und Mészáros, P.: 1994, *ApJ* **430**, L93
- Rees, M. J. und Mészáros, P.: 1998, *ApJ* **496**, L1
- Reichart, D. E.: 1998, *ApJ* **495**, L99
- Reichart, D. E.: 1999, *ApJ* **521**, L111
- Reichart, D. E.: 2001, *ApJ* **554**, 643
- Rhoads, J.: 2005, *GRB Coordinates Network* **3527**, 1
- Rhoads, J. E.: 1997, *ApJ* **487**, L1
- Rhoads, J. E.: 1999, *ApJ* **525**, 737
- Rhoads, J. E. und Fruchter, A. S.: 2001, *ApJ* **546**, 117
- Richardson, D., Branch, D., Casebeer, D., Millard, J., Thomas, R. C., und Baron, E.: 2002, *AJ* **123**, 745
- Rieke, G. H. und Lebofsky, M. J.: 1985, *ApJ* **288**, 618
- Rossi, E., Lazzati, D., und Rees, M. J.: 2002, *MNRAS* **332**, 945
- Rosswog, S., Ramirez-Ruiz, E., und Davies, M. B.: 2003, *MNRAS* **345**, 1077
- Ruffert, M. und Janka, H.-T.: 1999, *A&A* **344**, 573
- Rykoff, E. S., Smith, D. A., Price, P. A., Akerlof, C. W., Ashley, M. C. B., Bizyaev, D., Garradd, G. J., McKay, T. A., McNaught, R. H., Phillips, A., Quimby, R., Schaefer, B., Schmidt, B., Vestrand, W. T., Wheeler, J. C., und Wren, J.: 2004, *ApJ* **601**, 1013

- Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Kawai, N., Yoshida, A., Graziani, C., Fenimore, E. E., Donaghy, T. Q., Matsuoka, M., Suzuki, M., Ricker, G., Atteia, J.-L., Shirasaki, Y., Tamagawa, T., Torii, K., Galassi, M., Doty, J., Vanderspek, R., Crew, G. B., Villasenor, J., Butler, N., Prigozhin, G., Jernigan, J. G., Barraud, C., Boer, M., Dezalay, J.-P., Olive, J.-F., Hurley, K., Levine, A., Monnelly, G., Martel, F., Morgan, E., Woosley, S. E., Cline, T., Braga, J., Manchanda, R., Pizzichini, G., Takagishi, K., und Yamauchi, M.: 2005, *ApJ* **629**, 311
- Sari, R. und Piran, T.: 1999, *ApJ* **517**, L109
- Sari, R., Piran, T., und Halpern, J. P.: 1999, *ApJ* **519**, L17
- Sari, R., Piran, T., und Narayan, R.: 1998, *ApJ* **497**, L17
- Sato, R., Kawai, N., Suzuki, M., Yatsu, Y., Kataoka, J., Takagi, R., Yanagisawa, K., und Yamaoka, H.: 2003, *ApJ* **599**, L9
- Savaglio, S. und Fall, S. M.: 2004, *ApJ* **614**, 293
- Schaefer, B. E., Snyder, J. A., Hernandez, J., Roscherr, B., Deng, M., Ellman, N., Bailyn, C., Rengstorf, A., Smith, D., Levine, A., Barthelmy, S., Butterworth, P., Hurley, K., Cline, T., Meegan, C., Kouveliotou, C., Kippen, R. M., Park, H.-S., Williams, G. G., Porrata, R., Bionta, R., Hartmann, D., Band, D., Frail, D., Kulkarni, S., Bloom, J., Djorgovski, S., Sadava, D., Chaffee, F., Harris, F., Abad, C., Adams, B., Andrews, P., Baltay, C., Bongiovanni, A., Briceno, C., Bruzual, G., Coppi, P., della Prugna, F., Dubuc, A., Emmet, W., Ferrin, I., Fuenmayor, F., Gebhard, M., Herrera, D., Honeycutt, K., Magris, G., Mateu, J., Muffson, S., Musser, J., Naranjo, O., Oemler, A., Pacheco, R., Paredes, G., Rengel, M., Romero, L., Rosenzweig, P., Sabbey, C., Sánchez, G., Sánchez, G., Schenner, H., Shin, J., Sinnott, J., Sofia, S., Stock, J., Suarez, J., Telléria, D., Vicente, B., Vieira, K., und Vivas, K.: 1999, *ApJ* **524**, L103
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., und Davis, M.: 1998, *ApJ* **500**, 525
- Shemi, A. und Piran, T.: 1990, *ApJ* **365**, L55
- Smith, D. A.: 2003, *GRB Coordinates Network* **2178**, 1
- Soderberg, A. M., Kulkarni, S. R., Berger, E., Fox, D. B., Price, P. A., Yost, S. A., Hunt, M. P., Frail, D. A., Walker, R. C., Hamuy, M., Sheckman, S. A., Halpern, J. P., und Mirabal, N.: 2004, *ApJ* **606**, 994
- Soderberg, A. M., Kulkarni, S. R., Fox, D. B., Berger, E., Price, P. A., Cenko, S. B., Howell, D. A., Gal-Yam, A., Leonard, D. C., Frail, D. A., Moon, D., Chevalier, R. A., Hamuy, M., Hurley, K. C., Kelson, D., Koviak, K., Krzeminski, W., Kumar, P., MacFadyen, A., McCarthy, P. J., Park, H. S., Peterson, B. A., Phillips, M. M., Rauch, M., Roth, M., Schmidt, B. P., und Sheckman, S.: 2005, *ApJ* **627**, 877
- Sokolov, V. V., Fatkhullin, T. A., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A. S., Komarova, V. N., Kasimova, E. R., Dodonov, S. N., Afanasiev, V. L., und Moiseev, A. V.: 2001, *A&A* **372**, 438
- Stanek, K. Z., Garnavich, P. M., Kaluzny, J., Pych, W., und Thompson, I.: 1999, *ApJ* **522**, L39

- Stanek, K. Z., Garnavich, P. M., Nutzman, P. A., Hartman, J. D., Garg, A., Adelberger, K., Berlind, P., Bonanos, A. Z., Calkins, M. L., Challis, P., Gaudi, B. S., Holman, M. J., Kirshner, R. P., McLeod, B. A., Osip, D., Pimenova, T., Reiprich, T. H., Romanishin, W., Spahr, T., Tegler, S. C., und Zhao, X.: 2005, *ApJ* **626**, L5
- Stratta, G., Fiore, F., Antonelli, L. A., Piro, L., und De Pasquale, M.: 2004, *ApJ* **608**, 846
- Thompson, C. und Duncan, R. C.: 1995, *MNRAS* **275**, 255
- Thompson, C. und Duncan, R. C.: 1996, *ApJ* **473**, 322
- Thomsen, B., Hjorth, J., Watson, D., Gorosabel, J., Fynbo, J. P. U., Jensen, B. L., Andersen, M. I., Dall, T. H., Rasmussen, J. R., Bruntt, H., Laurikainen, E., Augusteijn, T., Pursimo, T., Germany, L., Jakobsson, P., und Pedersen, K.: 2004, *A&A* **419**, L21
- Tinney, C., Stathakis, R., Cannon, R., Galama, T., Wieringa, M., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Higdon, J. L., Wark, R., und Bloom, J. S.: 1998, *IAU Circ.* **6896**, 1
- Torii, K., Kato, T., Yamaoka, H., Kohmura, T., Okamoto, Y., Ohnishi, K., Kadota, K., Yoshida, S., Kinugasa, K., Kohama, M., Oribe, T., und Kawabata, T.: 2003, *ApJ* **597**, L101
- Uemura, M., Kato, T., Ishioka, R., Yamaoka, H., Monard, B., Nogami, D., Maehara, H., Sugie, A., und Takahashi, S.: 2003, *Nature* **423**, 843
- Usov, V. V.: 1992, *Nature* **357**, 472
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., Kouveliotou, C., Strom, R. G., Telting, J., Rutten, R. G. M., Fishman, G. J., Meegan, C. A., Pettini, M., Tanvir, N., Bloom, J., Pedersen, H., Nordgaard-Nielsen, H. U., Linden-Vornle, M., Melnick, J., van der Steene, G., Bremer, M., Naber, R., Heise, J., in 't Zand, J., Costa, E., Feroci, M., Piro, L., Frontera, F., Zavattini, G., Nicastro, L., Palazzi, E., Bennet, K., Hanlon, L., und Parmar, A.: 1997, *Nature* **386**, 686
- Veron-Cetty, M.-P. und Veron, P.: 1998, *A Catalogue of quasars and active nuclei*, A Catalogue of quasars and active nuclei, Edition: 8th ed., Publisher: Garching: European Southern Observatory (ESO), 1998, Series: ESO Scientific Report Series vol no: 18,
- Vietri, M. und Stella, L.: 1999, *ApJ* **527**, L43
- Vreeswijk, P. M., Ellison, S. L., Ledoux, C., Wijers, R. A. M. J., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Henden, A., Hjorth, J., Masi, G., Rol, E., Jensen, B. L., Tanvir, N., Levan, A., Castro Cerón, J. M., Gorosabel, J., Castro-Tirado, A. J., Fruchter, A. S., Kouveliotou, C., Burud, I., Rhoads, J., Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., Pedersen, H., Kaper, L., Gilmore, A., Kilmartin, P., Buckle, J. V., Seigar, M. S., Hartmann, D. H., Lindsay, K., und van den Heuvel, E. P. J.: 2004, *A&A* **419**, 927
- Vreeswijk, P. M., Fruchter, A., Kaper, L., Rol, E., Galama, T. J., van Paradijs, J., Kouveliotou, C., Wijers, R. A. M. J., Pian, E., Palazzi, E., Masetti, N., Frontera, F., Savaglio, S., Reinsch, K., Hessman, F. V., Beuermann, K., Nicklas, H., und van den Heuvel, E. P. J.: 2001, *ApJ* **546**, 672

- Vreeswijk, P. M., Galama, T. J., Owens, A., Oosterbroek, T., Geballe, T. R., van Paradijs, J., Groot, P. J., Kouveliotou, C., Koshut, T., Tanvir, N., Wijers, R. A. M. J., Pian, E., Palazzi, E., Frontera, F., Masetti, N., Robinson, C., Briggs, M., in 't Zand, J. J. M., Heise, J., Piro, L., Costa, E., Feroci, M., Antonelli, L. A., Hurley, K., Greiner, J., Smith, D. A., Levine, A. M., Lipkin, Y., Leibowitz, E., Lidman, C., Pizzella, A., Böhnhardt, H., Doublier, V., Chaty, S., Smail, I., Blain, A., Hough, J. H., Young, S., und Suntzeff, N.: 1999, *ApJ* **523**, 171
- Vreeswijk, P. M., Smette, A., Fruchter, A. S., Palazzi, E., Rol, E., Wijers, R. A. M. J., Kouveliotou, C., Kaper, L., Pian, E., Masetti, N., Frontera, F., Hjorth, J., Gorosabel, J., Piro, L., Fynbo, J. P. U., Jakobsson, P., Watson, D., O'Brien, P. T., und Ledoux, C.: 2006, *A&A* **447**, 145
- Watson, D., Hjorth, J., Levan, A., Jakobsson, P., O'Brien, P. T., Osborne, J. P., Pedersen, K., Reeves, J. N., Tedds, J. A., Vaughan, S. A., Ward, M. J., und Willingale, R.: 2004, *ApJ* **605**, L101
- Watson, D., Reeves, J. N., Hjorth, J., Jakobsson, P., und Pedersen, K.: 2003, *ApJ* **595**, L29
- Waxman, E. und Draine, B. T.: 2000, *ApJ* **537**, 796
- Wei, D. M.: 2003, *A&A* **402**, L9
- Weingartner, J. C. und Draine, B. T.: 2001, *ApJ* **548**, 296
- Wheeler, J. C., Yi, I., Höflich, P., und Wang, L.: 2000, *ApJ* **537**, 810
- Wijers, R. A. M. J., Rees, M. J., und Mészáros, P.: 1997, *MNRAS* **288**, L51
- Woosley, S. E.: 1993, *ApJ* **405**, 273
- Woosley, S. E., Zhang, W., und Heger, A.: 2003, in W. Hillebrandt und B. Leibundgut (eds.), *From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae*, p. 87
- Wu, X. F., Dai, Z. G., und Liang, E. W.: 2004, *ApJ* **615**, 359
- Yost, S. A., Alatalo, K., Rykoff, E. S., Aharonian, F., Akerlof, C. W., Ashley, M. C. B., Blake, C. H., Bloom, J. S., Boettcher, M., Falco, E. E., Göğüş, E., Güver, T., Halpern, J. P., Horns, D., Joshi, M., Kızıloğlu, Ü., McKay, T. A., Mirabal, N., Özel, M., Phillips, A., Quimby, R. M., Rujopakarn, W., Schaefer, B. E., Shields, J. C., Skrutskie, M., Smith, D. A., Starr, D. L., Swan, H. F., Szentgyorgyi, A., Vestrand, W. T., Wheeler, J. C., und Wren, J.: 2006, *ApJ* **636**, 959
- Yost, S. A., Frail, D. A., Harrison, F. A., Sari, R., Reichart, D., Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Moriarty-Schieven, G. H., Djorgovski, S. G., Price, P. A., Goodrich, R. W., Larkin, J. E., Walter, F., Shepherd, D. S., Fox, D. W., Taylor, G. B., Berger, E., und Galama, T. J.: 2002, *ApJ* **577**, 155
- Yost, S. A., Harrison, F. A., Sari, R., und Frail, D. A.: 2003, *ApJ* **597**, 459
- Zeh, A.: 2002, Diplomarbeit, Universität Leipzig
- Zeh, A., Kann, D. A., Klose, S., und Hartmann, D. H.: 2005, *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C* **28**, 617

- Zeh, A., Klose, S., und Greiner, J.: 2003a, *GRB Coordinates Network* **2081**, 1
- Zeh, A., Klose, S., und Hartmann, D. H.: 2004, *ApJ* **609**, 952
- Zeh, A., Klose, S., Henden, A., und Greiner, J.: 2003b, *GRB Coordinates Network* **2115**, 1
- Zeh, A., Klose, S., und Kann, D. A.: 2006, *ApJ* **637**, 889
- Zhang, B. und Mészáros, P.: 2004, *International Journal of Modern Physics A* **19**, 2385

Danksagung

Nachdem ich es endlich geschafft habe, diese Arbeit fertig zu schreiben, möchte ich allen danken, die in irgendeiner Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein riesengroßes DANKESCHÖN!

Einen besonderen Dank an Dr. S. Klose für die tatkräftige Betreuung dieser Arbeit und für die Einwerbung von Drittmitteln zur Finanzierung meiner Stelle. Vielen Dank auch für die Ermöglichung der Auslandsaufenthalte in den USA, finanziert durch ein DAAD-NSF-Projekt.

Einen herzlichen Dank auch an Prof. Dr. D. H. Hartmann für seine Unterstützung und Betreuung bei meinen USA-Aufenthalten und für anregende Diskussionen und Hilfestellungen bei allerlei Problemen.

Natürlich möchte ich auch Dipl.-Phys. D. A. Kann für seine unermüdliche Suche nach immer neuen Daten in der Literatur und deren Aufbereitung danken. Danke auch für die Hilfe bei der Analyse der Daten und schließlich auch noch für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Damit will ich auch den anderen Korrekturlesern, K. Göbel und meiner Frau C. A. Zeh, für das entknoten der Sätze und das Verschieben der Kommas an die richtige Stelle einen herzlichen Dank aussprechen.

Ganz besonderer Dank gilt natürlich meiner Frau für das liebevolle Wiederaufpäppeln an den Wochenenden nach einer stressigen Woche in Tautenburg. Vielen Dank auch für die Rücksichtnahme auf meine ständige Abwesenheit. Ich hoffe, es wird jetzt endlich besser werden.

Bei allen Mitarbeitern der Thüringer Landessternwarte möchte ich mich für die immer freundliche und hilfsbereite Arbeitsatmosphäre bedanken. Ganz besonders Prof. Dr. A. Hatzes für sein Interesse an der Arbeit und der Ermöglichung die Arbeit an der Thüringer Landessternwarte zu schreiben.

Herzlichen Dank auch an meine Familie, die mir während der Doktorarbeit und auch davor im Studium immer viel Rückhalt gegeben hat.

Und zu guter Letzt natürlich auch ein Dankeschön an meine Freunde, die mir beim Abschalten vom ganzen Arbeitsstress tatkräftig unter die Arme griffen und mit denen ich so manches Abenteuer erleben durfte. ;-)

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle verzeichnet.

Die nachstehend aufgeführten Personen haben in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Dr. S. Klose (Thüringer Landessternwarte Tautenburg): Betreuung der vorliegenden Arbeit
- Dipl.-Phys. D. A. Kann (Thüringer Landessternwarte Tautenburg): Hilfe bei der Beschaffung der GRB-Afterglow-Daten aus der Literatur und bei der Auswertung der SEDs der Afterglows

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen.

Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die in Zusammenhang mit der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät Jena ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Lebenslauf

Zur Person:

Name: Zeh
Vorname: Andreas
Geburtsdatum: 22.10.1976
Geburtsort: Bietigheim-Bissingen (Kreis Ludwigsburg)
Familienstand: verheiratet

Werdegang:

Jan 2006 – Aug 2006: **Wissenschaftliche Mitarbeit** am Osservatorio Astronomico di Trieste. I- 34131 Trieste
Betreuer: Dr. Elena Pian
Wissenschaftliche Arbeit mit Daten des Integral-Satelliten im Zusammenhang mit GRBs und SNe

Okt 2002 – Dez 2005: **Doktorand** an der Thüringer Landessternwarte Tautenburg
Betreuer: Dr. Sylvio Klose
Titel: Signaturen massereicher Sterne in Gamma-Ray Burst Afterglows

Sep 2001 – Sep 2002: **Diplomarbeit** an der Thüringer Landessternwarte Tautenburg (externe Diplomarbeit)
Titel: *Die Lichtkurven der Gamma-Ray Burst Afterglows im Optischen und Nahen Infrarot*
Betreuer: Prof. Dr. habil. T. Butz, Dr. Sylvio Klose

Apr 1999 – Sep 2002: **Physik-Studium** an der Universität Leipzig
Nebenfach: Astronomie
Abschluß: **Diplom-Physiker**

Okt 1997 – Mär 1999: **Physik-Studium** an der Universität Stuttgart

Sep 1996 – Sep 1997: **Zivildienst**

Sep 1993 – Aug 1996: Technisches Gymnasium Bietigheim-Bissingen
Abschluß: **Allgemeine Hochschulreife**

Sep 1987 – Aug 1993: Realschule Großsachsenheim
Abschluß: **Mittlere Reife**

Sep 1983 – Aug 1987: Grundschule Großsachsenheim

Publikationsliste

- S. Klose, B. Stecklum, **A. Zeh**, O. Fischer, U. Thiele, R. Neuhaeuser, N. Huelamo, J. Greiner, A. Castro-Tirado, N. Masetti, E. Palazzi, und E. Pian. GRB 011030: K-band observations. *GRB Coordinates Network*, 1142:1, 2001.
- J. Greiner, S. Klose, **A. Zeh**, G. Lamer, R.-D. Scholz, N. Lodieu, E. P. J. van den Heuvel, P. Vreeswijk, L. Kaper, A. J. Castro-Tirado, A. Fruchter, J. Hjorth, E. Pian, V. Doublier, O. Hainaut, S. Hubrig, R. Johnson, A. Kaufer, M. Kuerster, und E. Pompej. GRB 011121. *GRB Coordinates Network*, 1166:1, 2001.
- B. Stecklum, S. Klose, **A. Zeh**, D. H. Hartmann, M. Leising, A. A. Henden, F. J. Vrba, und J. Greiner. GRB 020409, optical observations. *GRB Coordinates Network*, 1353:1, 2002.
- D. H. Hartmann, M. Leising, S. Klose, **A. Zeh**, P. Mack, und K. Rumstay. GRB 020409 SARA observations. *GRB Coordinates Network*, 1361:1, 2002.
- B. Stecklum, **A. Zeh**, S. Klose, D. H. Hartmann, M. Leising, A. A. Henden, F. J. Vrba, und J. Greiner. GRB 020409, 2nd /session define format EPOCH1 = optical observations. *GRB Coordinates Network*, 1364:1, 2002.
- S. Klose, J. Eisloffel, D. Froebrich, **A. Zeh**, S. Richter, C. Hoegner, und H. Voss. GRB 021211, R- and I-band observations. *GRB Coordinates Network*, 1739:1, 2002.
- L. Kaper, A. Castro-Tirado, A. Fruchter, J. Greiner, J. Hjorth, E. Pian, M. Andersen, K. Beuermann, M. Boer, I. Burud, A. Jaunsen, B. Jensen, J. M. Castro Cerón, S. Ellison, F. Frontera, J. Fynbo, N. Gehrels, J. Gorosabel, J. Heise, F. Hessman, K. Hurley, S. Klose, C. Kouveliotou, N. Masetti, P. Møller, E. Palazzi, H. Pedersen, L. Piro, K. Reinsch, J. Rhoads, E. Rol, I. Salamanca, N. Tanvir, P. M. Vreeswijk, R. A. M. J. Wijers, T. Wiklund, **A. Zeh**, und E. P. J. van den Heuvel. Gamma-ray bursts: the most powerful cosmic explosions. *The Messenger*, 109:37–41, September 2002.
- A. Zeh**. Die Lichtkurven der Gamma-Ray Burst Afterglows im Optischen und NIR. Diplomarbeit, Universität Leipzig, Oktober 2002.
- A. Zeh** und S. Klose. Practical Problems with the Light Curves of GRB Afterglows. In P. A. Shaver, L. Dilella, und A. Giménez, Editoren, *Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics*, Seite 493, 2003.
- A. Zeh**, S. Klose, J. Greiner, J. Fynbo, und P. Jakobsson. GRB 030226, optical light curve. *GRB Coordinates Network*, 1898:1, 2003.
- A. Zeh**, S. Klose, M. Nysewander, D. Reichart, und J. Greiner. GRB 030329, r-band light curve. *GRB Coordinates Network*, 2047:1, 2003.
- A. Zeh**, S. Klose, U. Laux, und J. Greiner. GRB 030329, r-band observations. *GRB Coordinates Network*, 2048:1, 2003.

A. Zeh, S. Klose, und J. Greiner. GRB 030329, light curve and SN prediction. *GRB Coordinates Network*, 2081:1, 2003.

A. Henden, B. Canzian, **A. Zeh**, und S. Klose. GRB 030329, color evolution. *GRB Coordinates Network*, 2110:1, 2003.

A. Zeh, S. Klose, A. Henden, und J. Greiner. GRB 030329, color evolution. *GRB Coordinates Network*, 2115:1, 2003.

A. Henden, B. Canzian, **A. Zeh**, und S. Klose. GRB 030329, light curve flattens. *GRB Coordinates Network*, 2123:1, 2003.

K. Lindsay, D. H. Hartmann, A. Henden, **A. Zeh**, und S. Klose. GRB 030329: SARA optical observations. *GRB Coordinates Network*, 2143:1, 2003.

S. Klose, A. A. Henden, J. Greiner, D. H. Hartmann, N. Cardiel, A. J. Castro-Tirado, J. M. Castro Cerón, J. Gallego, J. Gorosabel, B. Stecklum, N. Tanvir, U. Thiele, F. J. Vrba, und **A. Zeh**. The Very Faint K-Band Afterglow of GRB 020819 and the Dust Extinction Hypothesis of the Dark Bursts. *ApJ*, 592:1025–1034, August 2003.

D. H. Hartmann, K. Lindsay, S. Klose, **A. Zeh**, und J. Greiner. Rebrightening episodes in GRB 030329. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 35:1346, Dezember 2003.

J. Greiner, S. Klose, M. Salvato, **A. Zeh**, R. Schwarz, D. H. Hartmann, N. Masetti, B. Stecklum, G. Lamer, N. Lodieu, R. D. Scholz, C. Sterken, J. Gorosabel, I. Burud, J. Rhoads, I. Mitrofanov, M. Litvak, A. Sanin, V. Grinkov, M. I. Andersen, J. M. Castro Cerón, A. J. Castro-Tirado, A. Fruchter, J. U. Fynbo, J. Hjorth, L. Kaper, C. Kouveliotou, E. Palazzi, E. Pian, E. Rol, N. R. Tanvir, P. M. Vreeswijk, R. A. M. J. Wijers, und E. van den Heuvel. GRB 011121: A Collimated Outflow into Wind-blown Surroundings. *ApJ*, 599:1223–1237, Dezember 2003.

D. A. Kann, **A. Zeh**, und F. Ludwig. GRB 040624, optical observations. *GRB Coordinates Network*, 2614:1, 2004.

J. Greiner, S. Klose, M. Salvato, **A. Zeh**, R. Schwarz, D. H. Hartmann, N. Masetti, B. Stecklum, G. Lamer, N. Lodieu, R. D. Scholz, C. Sterken, J. Gorosabel, I. Burud, J. Rhoads, I. Mitrofanov, M. Litvak, A. Sanin, V. Grinkov, M. I. Andersen, J. M. C. Cerón, A. J. Castro-Tirado, A. Fruchter, J. U. Fynbo, J. Hjorth, L. Kaper, C. Kouveliotou, E. Palazzi, E. Pian, E. Rol, I. Salamanca, N. R. Tanvir, P. M. Vreeswijk, R. A. M. J. Wijers, und E. van den Heuvel. GRB 011121: Jet, wind and supernova – all in one. In M. Feroci, F. Frontera, N. Masetti, und L. Piro, Editoren, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Seite 263, April 2004.

A. Zeh, S. Klose, J. Greiner, D. H. Hartmann, K. Lindsay, A. J. Castro-Tirado, A. Fruchter, J. Hjorth, L. Kaper, E. van den Heuvel, und E. Pian. The Afterglow Light Curve and the Supernova of GRB 011121. In M. Feroci, F. Frontera, N. Masetti, und L. Piro, Editoren, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Seite 294, April 2004.

A. Zeh, S. Klose, und D. H. Hartmann. A Systematic Analysis of Supernova Light in Gamma-Ray Burst Afterglows. *ApJ*, 609:952–961, Juli 2004.

K. Lindsay, **A. Zeh**, D. H. Hartmann, S. Klose, S. Shaw, M. Leake, J. Webb, B. Stecklum, M. Williams, und E. Howard. GRB 030329 with SARA and TLS. In E. Fenimore und M. Galassi, Editoren, *AIP Conf. Proc. 727: Gamma-Ray Bursts: 30 Years of Discovery*, Seiten 333–336, September 2004.

S. Klose, J. Greiner, **A. Zeh**, A. Rau, A. A. Henden, D. H. Hartmann, N. Masetti, A. J. Castro-Tirado, J. Hjorth, E. Pian, N. R. Tanvir, R. A. M. J. Wijers, und E. van den Heuvel. The Optical Afterglow of GRB 030226. In E. Fenimore und M. Galassi, Editoren, *AIP Conf. Proc. 727: Gamma-Ray Bursts: 30 Years of Discovery*, Seiten 483–486, September 2004.

S. Klose, J. Greiner, A. Rau, A. A. Henden, D. H. Hartmann, **A. Zeh**, C. Ries, N. Masetti, D. Malesani, E. Guenther, J. Gorosabel, B. Stecklum, L. A. Antonelli, C. Brinkworth, J. M. C. Cerón, A. J. Castro-Tirado, S. Covino, A. Fruchter, J. P. U. Fynbo, G. Ghisellini, J. Hjorth, R. Hudec, M. Jelínek, L. Kaper, C. Kouveliotou, K. Lindsay, E. Maiorano, F. Mannucci, M. Nysewander, E. Palazzi, K. Pedersen, E. Pian, D. E. Reichart, J. Rhoads, E. Rol, I. Smail, N. R. Tanvir, A. de Ugarte Postigo, P. M. Vreeswijk, R. A. M. J. Wijers, und E. P. J. van den Heuvel. Probing a Gamma-Ray Burst Progenitor at a Redshift of $z = 2$: A Comprehensive Observing Campaign of the Afterglow of GRB 030226. *AJ*, 128:1942–1954, November 2004.

A. Rau, J. Greiner, S. Klose, M. Salvato, J. M. Castro Cerón, D. H. Hartmann, A. Fruchter, A. Levan, N. R. Tanvir, J. Gorosabel, J. Hjorth, **A. Zeh**, A. Küpcü Yıldız, J. P. Beaulieu, J. Donatowicz, C. Vinter, A. J. Castro-Tirado, J. P. U. Fynbo, D. A. Kann, C. Kouveliotou, N. Masetti, P. Møller, E. Palazzi, E. Pian, J. Rhoads, R. A. M. J. Wijers, und E. P. J. van den Heuvel. Discovery of the near-IR afterglow and of the host of GRB 030528. *A&A*, 427:815–823, Dezember 2004.

A. Zeh, S. Klose, F. Ludwig, und B. Stecklum. GRB 050712, optical observations. *GRB Coordinates Network*, 3587:1, 2005.

A. Zeh, D. A. Kann, S. Klose, A. Manning, und C. Riddle. GRB 050712, tautenburg optical afterglow observations. *GRB Coordinates Network*, 3646:1, 2005.

P. Ferrero, S. Klose, A. Kann, **A. Zeh**, und B. Stecklum. GRB 051008 - a low redshift low-luminosity burst? *GRB Coordinates Network*, 4085:1, 2005.

A. Zeh, D. A. Kann, S. Klose, und D. H. Hartmann. Evidence for Supernova light in all GRB afterglows. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 28:617, Juli 2005.

N. Masetti, E. Palazzi, E. Pian, L. Hunt, J. P. U. Fynbo, J. Gorosabel, S. Klose, S. Benetti, R. Falomo, **A. Zeh**, L. Amati, M. I. Andersen, A. J. Castro-Tirado, J. M. Castro Cerón, J. Danziger, F. Frontera, A. S. Fruchter, J. Greiner, J. Hjorth, B. L. Jensen, L. Kaper, C. Kouveliotou, A. Levan, A. Magazzù, P. Møller, L. Nicastro, H. Pedersen, N. R. Tanvir, P. M. Vreeswijk, R. A. M. J. Wijers, und E. P. J. van

den Heuvel. Late-epoch optical and near-infrared observations of the GRB 000911 afterglow and its host galaxy. *A&A*, 438:841–853, August 2005.

D. A. Kann, **A. Zeh**, und S. Klose. A catalog of optical/near-infrared data on GRB afterglows in the pre-Swift era. I. Light curve information. *astro-ph/0509466*, September 2005.

A. Zeh, S. Klose, und D. A. Kann. Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curves in the Pre-Swift Era: A Statistical Study. *ApJ*, 637:889–900, Februar 2006.

D. A. Kann, S. Klose, und **A. Zeh**. Signatures of Extragalactic Dust in Pre-Swift GRB Afterglows. *ApJ*, 641:993–1009, April 2006.

A. Zeh, C. Riddle, S. Klose, D. A. Kann, und D. H. Hartmann. GRB Supernova Luminosities — Correcting for the Host Extinction. In S. S. Holt, N. Gehrels, und J. A. Nousek, Editoren, *American Institute of Physics Conference Series*, Seiten 464–466, Mai 2006.

P. Ferrero, D. A. Kann, **A. Zeh**, S. Klose, E. Pian, E. Palazzi, N. Masetti, D. H. Hartmann, J. Sollerman, J. Deng, A. V. Filippenko, J. Greiner, M. A. Hughes, P. Mazzali, W. Li, E. Rol, R. J. Smith, und N. R. Tanvir. The GRB 060218/SN 2006aj event in the context of other Gamma-Ray Burst Supernovae. *A&A im Druck (astro-ph/0605058)*, Mai 2006.